



Étude et optimisation de la voie ionisation dans l'expérience EDELWEISS de détection directe de la matière noire

Benjamin Censier

► To cite this version:

Benjamin Censier. Étude et optimisation de la voie ionisation dans l'expérience EDELWEISS de détection directe de la matière noire. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT : . tel-00109453

HAL Id: tel-00109453

<https://theses.hal.science/tel-00109453>

Submitted on 24 Oct 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ DE PARIS SUD
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI

par
Benjamin CENSIER

Sujet :
**Étude et optimisation de la voie ionisation dans
l'expérience EDELWEISS de détection directe de la
matière noire**

Soutenue le **15 février 2006** devant la Commission d'Examen :

Tiina SUOMIJÄRVI

Yannick GIRAUD-HERAUD

Jules GASCON Rapporteur

Bernard SADOULET Rapporteur

Alexandre BRONIATOWSKI Directeur de thèse

C.S.N.S.M. ORSAY

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Cadre de la thèse	7
1.1.1	Problème de la matière noire	7
1.1.2	Contraintes pour la détection directe de matière noire	8
1.1.3	Discrimination du fond dans EDELWEISS	9
1.1.4	Limites de la méthode de discrimination	10
1.2	Présentation de la thèse	11
1.2.1	Motivation	11
1.2.2	Piégeage et dégradation des performances	12
1.2.3	Plan de la thèse	13
2	Physique de la mesure d’ionisation	17
2.1	Principe général	17
2.2	Propriétés du germanium	18
2.2.1	Propriétés électroniques des semiconducteurs	18
2.2.2	Impuretés	19
2.2.3	Densité de porteurs	19
2.2.4	Etat de charge des impuretés	21
2.2.5	Structure de bandes du germanium	22
2.3	Transport des charges	22
2.3.1	Mécanismes de relaxation de l’énergie et de l’impulsion	23
2.3.2	Problématique des porteurs chauds	24
2.3.3	Lois de vitesses	26
2.3.4	Influence du transport de charges sur la voie chaleur: effet Luke	28
2.4	Interaction des photons gammas avec la matière	29
2.4.1	Effet photoélectrique	29
2.4.2	Diffusion Compton	29
2.4.3	Création de paires électron-positron	30
2.4.4	Désexcitation de l’atome cible	31
2.5	Interaction des électrons de haute énergie avec la matière . .	31

2.5.1	Collisions élastiques avec les noyaux	31
2.5.2	Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)	32
2.5.3	Ionisation et excitation atomique	33
2.6	Interaction des électrons secondaires avec la matière	34
2.7	Nuage de charges initial	34
2.7.1	Seuil d'ionisation et nombre de paires créées	34
2.7.2	Parcours moyen de l'électron primaire	39
2.7.3	Energie déposée en 1D	39
2.7.4	Densités typiques de paires électron-trou	40
2.7.5	Séparation des paires dans le champ de collecte	42
3	Simulation du transport et de la mesure de charge	45
3.1	Introduction	45
3.1.1	Cadre général	45
3.1.2	Spécificités du code de simulation	46
3.1.3	Ingrédients de la simulation	46
3.1.4	Géométrie des détecteurs étudiés	47
3.2	Conditions initiales	47
3.2.1	Modélisation de l'interaction gamma/matière	47
3.2.2	Distribution spatiale des porteurs	49
3.2.3	Distribution en énergie	49
3.3	Champ électrique dans le détecteur	50
3.3.1	Champ de collecte	50
3.3.2	Charge d'espace due au piégeage	50
3.3.3	Interaction entre porteurs	50
3.3.4	Importance de l'environnement et de la géométrie	51
3.4	Simulation du transport	53
3.4.1	Lois de vitesse	53
3.4.2	Anisotropie	54
3.5	Synthèse des signaux ionisation	54
3.5.1	Théorème de Ramo	55
3.5.2	Allure des signaux en 1D	55
3.5.3	Allure des signaux d'après les simulations en 2D	57
3.6	Localisation des événements par la voie ionisation	58
3.6.1	Utilisation des simulations pour la localisation des événements	58
3.6.2	Premiers résultats et améliorations futures de la localisation	58

4	Acquisition et analyse des signaux ionisation	61
4.1	Chaîne d'acquisition	61
4.1.1	Amplification de charge	61
4.1.2	Ajustement de la capacité de compensation	61
4.1.3	Acquisition	62
4.2	Extraction des données d'amplitude	64
4.2.1	Les différentes méthodes utilisées	64
4.2.2	Correction du cross-talk	65
4.3	Déconvolution des signaux ionisation	66
4.3.1	Motivations	66
4.3.2	Décroissance des signaux ionisation	67
4.3.3	Origine de la décroissance	67
4.3.4	Déficit balistique	68
4.3.5	Déconvolution des signaux	70
4.4	Extraction des temps de montée	71
5	Physique du piégeage et dégradation de la mesure d'ionisation	75
5.1	Introduction	75
5.2	Les processus en jeu	75
5.2.1	Piégeage sur les surfaces	75
5.2.2	Impuretés en volume	76
5.2.3	Piégeage et recombinaison en volume	76
5.2.4	Ionisation par impact des impuretés	77
5.3	Données expérimentales	77
5.3.1	Quantités mesurées	77
5.3.2	Piégeage sur impuretés ionisées	78
5.3.3	Piégeage sur impuretés neutres	79
5.4	Méthode de diagnostic de la charge d'espace	80
6	Piégeage en surface et influence sur la collecte	83
6.1	Introduction	83
6.2	Dégradation contrôlée par piégeage sur les surfaces libres: détecteurs tests	83
6.2.1	Principe général	83
6.2.2	Conditions expérimentales	85
6.2.3	1 ^{ère} phase: Dégradation contrôlée	86
6.2.4	2 ^{ème} phase: Sondage de la charge piégée	88
6.2.5	3 ^{ème} phase: Modélisation	90
6.2.6	Discussion	93
6.3	Influence de la Charge de surface dans un détecteur test polarisé	98
6.3.1	Motivations	98

6.3.2	Influence de la charge de surface sur la collecte: résultats expérimentaux	99
6.3.3	Influence de la charge de surface sur la collecte: simulations	99
6.4	Dégradation contrôlée par piégeage sur les surfaces libres: détecteurs EDELWEISS	102
6.4.1	Dispositif expérimental	102
6.4.2	Résultats expérimentaux	103
6.4.3	Scatter plot simulé	103
6.4.4	Discussion	103
7	Etude du piégeage en volume dans les détecteurs EDELWEISS	107
7.1	Motivation et cadre de l'étude	107
7.1.1	Motivations	107
7.1.2	Cadre de l'étude	108
7.2	Procédure expérimentale	113
7.2.1	Dispositif expérimental	113
7.2.2	Irradiation gamma	113
7.2.3	Prises de données	115
7.3	Evolution du rendement de collecte en fonction de la tension appliquée	116
7.3.1	Résultats expérimentaux	116
7.3.2	Origines de la perte de rendement de collecte	118
7.3.3	Modélisation 1D	119
7.3.4	Longueurs et sections efficaces de piégeage	119
7.3.5	Discussion	120
7.3.6	Influence sur le signal garde: simulation 2D	122
7.4	Effets systématiques	124
7.4.1	Dégradation de la mesure d'ionisation au cours du run	124
7.4.2	Champ parasite	125
7.4.3	Calibration	126
7.4.4	Biais amplitude/temps de montée	126
7.4.5	Autres lots de données	127
7.4.6	Dépendance à l'énergie déposée	128
7.5	Dépendance du rendement de collecte au temps de montée	128
7.5.1	Résultats expérimentaux	128
7.5.2	Modélisation 1D de la dépendance à la position de l'évènement	131
7.5.3	Modélisation 1D de la dépendance au temps de collecte de l'évènement	131
7.5.4	Utilisation des données de localisation	132

7.5.5	Determination des longueurs de piégeage	132
8	Etude de la dégradation dans les détecteurs EDELWEISS	137
8.1	Introduction	137
8.2	Procédure expérimentale	138
8.2.1	1 ^{ère} phase: Dégradation par irradiation ^{60}Co sous tension appliquée	138
8.2.2	2 ^{ème} phase: Sondage de la charge d'espace par ^{57}Co sans tension appliquée	138
8.2.3	Remarque sur les doses injectées	139
8.2.4	Rayonnement parasite	139
8.3	Suivi de la dégradation	140
8.3.1	Dépendance à la valeur de la tension de collecte	140
8.3.2	Dépendance au signe de la tension de collecte	143
8.4	Caractérisation de l'état dégradé	143
8.4.1	Scatter plot Centre vs. Garde	144
8.4.2	Dépendance à la position de la source	145
8.4.3	Temps de montée	146
8.4.4	Discussion	147
8.5	Modélisation de la formation de la charge d'espace	148
8.5.1	Processus en jeu	149
8.5.2	Statistique de l'état de charge des impuretés	149
8.5.3	Flux de porteurs en présence d'un champ de collecte .	150
8.5.4	1 ^{er} cas: détecteur parfaitement régénéré	152
8.5.5	2 ^{ème} cas: présence d'impuretés ionisées	155
8.5.6	Conclusions	159
8.6	Simulation du scatter plot centre vs. garde de l'état dégradé .	160
8.6.1	Principe	160
8.6.2	Résultats	161
8.7	Etat de charge près des électrodes	163
8.7.1	Dispositif	163
8.7.2	Résultats	164
8.7.3	Discussion	165
9	Conclusion	167
9.1	Piégeage en surface	167
9.2	Piégeage en volume	168

Chapitre 1

Introduction

Cette thèse s’est déroulée dans le cadre de l’expérience EDELWEISS de détection directe de la matière noire. Les détecteurs cryogéniques utilisés effectuent une mesure simultanée de l’ionisation et de la chaleur qui permet de rejeter l’essentiel du fond radioactif. Mon travail a porté sur l’étude de la voie ionisation, et plus particulièrement l’étude du piégeage de porteurs et de son influence sur les performances de la mesure d’ionisation. Je présenterai d’abord le cadre général de la détection directe de matière noire et de l’expérience EDELWEISS, pour ensuite expliciter les motivations de l’étude et le plan de la thèse. Pour une présentation plus complète du problème de la matière noire, de sa détection et des résultats d’EDELWEISS, le lecteur pourra se reporter aux références mentionnées dans le texte, ainsi qu’aux articles de conférences placés en fin du document.

1.1 Cadre de la thèse

1.1.1 Problème de la matière noire

Depuis les observations de Oort sur les mouvements stellaires perpendiculaires au plan galactique [1], et celles de Zwicky sur la dispersion des vitesses des galaxies de l’amas de Coma [2], on sait qu’il existe un désaccord persistant entre les quantités de matière évaluées en astrophysique via des relations masse/luminosité, et celles qu’on peut obtenir par des critères cinématiques. Ce désaccord est confirmé à plusieurs échelles, des galaxies aux amas de galaxies. La confrontation de l’abondance des éléments observés au modèle de nucléosynthèse primordiale [6], ainsi que les analyses récentes des anisotropies du fond diffus cosmologique [3] et de la statistique des effets de lentille gravitationnelle [5][4] convergent vers la même conclusion. A moins que les lois qui gouvernent la dynamique gravitationnelle à grande échelle soient à reconsidérer [7][8], environ 30% du bilan énergétique de l’uni-

vers [9] est constitué d'un type de matière encore inconnu, n'émettant pas de rayonnement dans les domaines d'énergie déjà explorés, non-baryonique, et interagissant très peu avec la matière baryonique ordinaire. C'est le problème dit de la "matière noire" ou de la "masse manquante". Etant donné ces caractéristiques, l'hypothèse aujourd'hui largement favorisée est l'existence de particules massives (quelques centaines de GeV/c^2) encore non détectées qu'on désigne sous l'acronyme très général de WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles) [10]. Dans cette hypothèse, la modélisation des courbes de rotation des galaxies nécessite la présence d'un halo de WIMPs dans lequel "baigne" chaque galaxie. Cette thèse se situe dans le cadre de l'expérience EDELWEISS, qui vise à la détection directe des WIMPs de notre galaxie.

1.1.2 Contraintes pour la détection directe de matière noire

Le principe de la détection directe est la mesure des quelques dizaines de keV d'énergie déposée lors de l'interaction élastique d'un WIMP avec un noyau cible [11]. Cela fixe une première contrainte en terme de seuil et de résolution en énergie. Les expériences les plus performantes à l'heure actuelle utilisent une mesure bolométrique dans un absorbeur massif (de l'ordre du kg). La bolométrie nécessite l'utilisation de basses températures afin de réduire le bruit thermique et de diminuer la capacité calorifique de l'absorbeur. Une deuxième contrainte extrêmement importante est le faible taux d'évènements attendu. Les contraintes actuelles le limite à ≈ 0.1 évènement/kg/jour. On a donc besoin d'exposer la plus grande masse d'absorbeur possible, avec des dispositifs expérimentaux stables sur des temps longs (plusieurs mois voire années). On doit en outre s'affranchir des rayonnements parasites, qui sont largement prépondérants à ce niveau de sensibilité (rayons cosmiques, radioactivité naturelle des matériaux). Pour diminuer le flux de rayons cosmiques, on place les expériences en milieu souterrain, la roche environnante offrant un blindage naturel auquel on ajoute des blindages de plomb, cuivre ou polyéthylène à proximité des détecteurs. La maîtrise de l'environnement de l'expérience en terme de radioactivité est également un point crucial. L'intégralité du dispositif (cryostat, support détecteur, câblage, blindage) est réalisé en matériau basse radioactivité. Avec toutes ces précautions, on a toutefois un fond radioactif ionisant (gammas, muons et électrons) causant un taux de comptage bien supérieur aux taux d'évènements WIMPs attendus dans les modèles les plus optimistes. Si on veut assurer une sensibilité de détection suffisante sans faire appel à un rejet statistique du fond (par ailleurs difficile à caractériser), on doit faire appel à des méthodes actives d'identification et de rejet des évènements ionisants parasites. Pour cela, l'expérience EDELWEISS utilise une mesure d'ionisation simultanément à la mesure bolométrique.

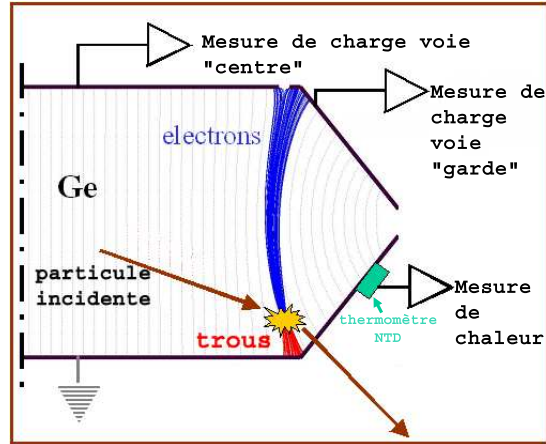


FIG. 1.1 – *Principe de la mesure simultanée d'ionisation et de chaleur dans les détecteurs EDELWEISS.*

1.1.3 Discrimination du fond dans EDELWEISS

Dans l'expérience EDELWEISS, la discrimination active du fond radioactif est réalisée grâce à la mesure simultanée de la chaleur et de l'ionisation dans un absorbeur en germanium (technique également utilisée par l'expérience CDMS). L'absorbeur est équipé d'électrodes de collecte qui permettent d'appliquer un champ électrique afin de séparer les paires électron-trou générées par un dépôt d'énergie (cf. figure 1.1). On les équipe d'une électronique d'amplification de charge afin de mesurer la quantité de charge libérée. Comme le fond radioactif est constitué en majeure partie de particules ionisantes (gammas, muons, électrons), il produit pour une énergie totale déposée donnée plus d'ionisation qu'un évènement WIMP. On définit ainsi deux populations d'évènements, différenciées par la valeur du rapport $Q = \frac{E_i}{E_r}$ entre l'énergie mesurée sur la voie ionisation E_i et l'énergie de recul E_r donnée par la voie chaleur (cf. figure 1.2):

- Reculs électroniques, causés par les particules ionisantes interagissant avec le cortège électronique des atomes cibles, pour lesquelles $Q \approx 1$.
- Reculs nucléaires, causés par les WIMPs ou les neutrons qui interagissent principalement avec le noyau par interaction élastique ($Q \approx 0.3$).

La calibration des détecteurs par des sources radioactives montre que cette méthode permet de rejeter plus de 99.9% du fond de reculs électroniques.

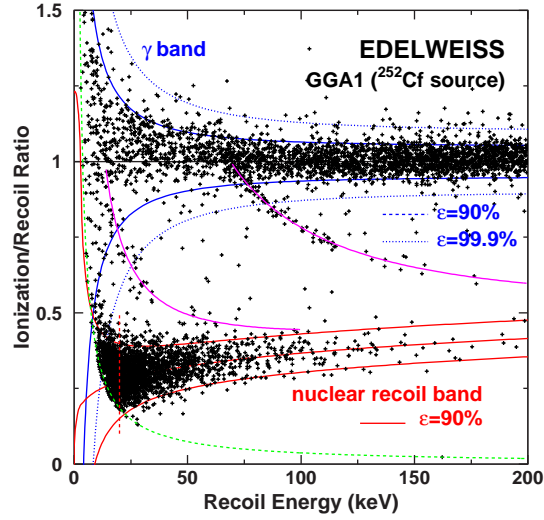


FIG. 1.2 – Scatter plot du rapport Q (énergie mesurée par la voie ionisation sur énergie de recul) en fonction de l'énergie de recul E_R lors d'une calibration par une source ^{252}Cf émettant des neutrons et des gammas (détecteur EDELWEISS-I).

1.1.4 Limites de la méthode de discrimination

L'analyse des données d'EDELWEISS-I permet d'identifier la présence de deux sources de fond, correspondant aux deux limitations principales de la méthode de discrimination, i.e. 1) les événements neutrons qu'elle ne permet pas de différencier des WIMPs et 2) les événements ionisants peu pénétrants proches des électrodes, présentant une mauvaise collecte de charges. Dans ce dernier cas, la sous-estimation du rapport Q peut mener à la présence de reculs électroniques identifiés à tort comme des reculs nucléaires.

Sur une exposition fiducielle totale de 62 kg.jour, un événement recul nucléaire en coïncidence dans deux détecteurs a été identifié. Les 2mm de cuivre séparant chaque détecteur rendent très peu probable une coïncidence entre deux reculs électroniques mal collectés générés par un rayonnement peu pénétrant. Cette coïncidence est donc attribuée à un neutron.

Dans les runs de fond, la présence d'événements proches des électrodes mal collectés est elle aussi mise en évidence par une étude des coïncidences dont voici le principe. L'histogramme du rapport Q pour les événements sans coïncidence présente une distribution piquée autour de la zone des reculs

électroniques, mais également une queue d'événements à bas Q par rapport à ce qui est observé durant les calibrations par des sources gamma (figure 1.3). D'autre part, si l'on considère seulement les événements avec coïncidence, on réduit de manière importante cette queue d'événements. On en conclue qu'elle est due à un rayonnement dont le libre parcours est inférieur au 2 mm de cuivre qui sépare chaque détecteur. Cette observation indique donc un phénomène aux événements proches des électrodes.

En effet, dans une zone proche des électrodes appelée zone morte, la collecte des charges est moins bonne [42]. Ainsi les événements ionisants peu pénétrants (gamma de basse énergie, électron, alpha) peuvent présenter une mesure de charge incomplète, d'où un rapport Q sous-estimé, et un risque d'identifier ces événements comme des candidats WIMPs. Ce problème a été amélioré par l'introduction de couches de Ge ou Si amorphes entre le cristal de germanium et les électrodes métalliques. Cette technique s'est montrée efficace mais reste essentiellement empirique et mal comprise. Les seuils de sensibilité actuellement atteints (typiquement 0.1 événement/kg/jour) nécessitent encore une fois le développement de méthodes actives d'identification et de rejet des événements proches des électrodes. Les méthodes actuellement testées dans le cadre d'EDELWEISS font appel soit à la mesure de chaleur (mesure des phonons hors équilibre), soit à la mesure d'ionisation (mesure résolue en temps des signaux d'ionisation). Dans les deux cas, l'objectif est de parvenir à une localisation des événements dans le détecteur permettant de rejeter les événements trop proches des électrodes. De manière générale, la confirmation d'une détection de WIMPs passera inévitablement par un recoupement d'informations entre expériences, et par la capacité à disposer de mesures redondantes permettant d'identifier précisément la nature de chaque événement.

1.2 Présentation de la thèse

1.2.1 Motivation

L'introduction de sous-couche amorphes, méthode passive permettant de se protéger des événements mal collectés, parvient aujourd'hui à ses limites étant donné la sensibilité requise pour améliorer les performances de l'expérience. Dès lors, il apparaît nécessaire d'améliorer notre compréhension de la physique de la mesure d'ionisation dans ces détecteurs cryogéniques afin d'améliorer leurs performances déjà remarquables. La spécificité de la physique à l'œuvre tient essentiellement dans l'emploi de très basses températures ($\approx 20\text{mK}$) et de faibles champs de collecte (de l'ordre du V/cm, un champ plus grand répercuterait l'effet joule du au travail des porteurs dans le champ sur la voie chaleur et diminuerait l'efficacité de la méthode de dis-

crimination ionisation/chaleur). Sous irradiation, on verra que ces conditions favorisent la constitution progressive d'une charge d'espace, dont le champ induit peut perturber le faible champ de collecte appliqué.

1.2.2 Piégeage et dégradation des performances

L'absorbeur en Ge monocristallin contient des impuretés qui perturbent la régularité du réseau cristallin et introduisent des pièges pour les porteurs libres. Ainsi un porteur qui est capturé dans le puit de potentiel d'une impureté n'est plus disponible pour le transport et sa charge n'est pas ou partiellement mesurée par la voie ionisation. D'autre part, si les porteurs piégés restent piégés pendant un temps comparable au temps de la mesure, ils constituent progressivement une charge nette dans le détecteur. Afin de minimiser ces effets indésirables, on utilise du germanium ultra-pur, présentant une proportion d'impuretés parmi les plus petites réalisables (de l'ordre de 10^{10} impuretés dopantes/cm³, soit une impureté pour 10^{12} atomes de Ge). Cependant, les conditions expérimentales impliquent:

- L'utilisation de basses températures: l'énergie thermique disponible est très faible, et la probabilité de réémission d'un porteur piégé est négligeable.
- L'emploi de faibles champs de collecte: une densité de charge de l'ordre de 10^6 charges/cm³ suffit à induire un contre-champ du même ordre que le champ appliqué (≈ 1 V/cm).

Ainsi une charge piégée reste piégée, et il suffit qu'une faible fraction des impuretés présentes dans le détecteur soient ionisées pour qu'on ait un contre-champ significatif du point de vue de la collecte de charges. Notre approche du problème consiste à séparer l'étude en deux: d'une part l'étude du piégeage en surface, d'autre part le piégeage en volume. Pour cela on mettra à profit l'utilisation de deux types de détecteurs de géométries différentes, et des modes de polarisation des électrodes permettant soit d'amener les charges vers les surfaces (cas des détecteurs tests qui comportent d'importantes surfaces libres), soit précisément d'éviter cela (cas des détecteurs EDELWEISS, dont la géométrie est mieux adaptée à l'étude du piégeage en volume). Afin d'étudier les distributions de charge piégées auxquelles on peut s'attendre, on fera subir aux détecteurs une dégradation contrôlée, qui consiste à piéger des charges dans la zone du détecteur à étudier (soit les surfaces, soit le volume). La méthode de caractérisation de cette distribution de charge repose sur le fait même qui la rend indésirable: aux basses températures employées, cette charge est "gelée" et reste stable sur des temps longs en l'absence de rayonnement extérieur. Cela nous permet, une fois la charge créée par irradiation intense avec une source de gammas (⁶⁰Co ou ²²Na), de la caractériser

avec une source moins active et de plus faible énergie qui joue le rôle d'une sonde (source ^{57}Co).

1.2.3 Plan de la thèse

Le chapitre 2 présentera les notions de physique générale nécessaires à la compréhension de la mesure d'ionisation. Tout d'abord les mécanismes de transport de charges à basse température, qui dévient significativement du régime ohmique, entraînant la perte de la relation linéaire entre vitesse moyenne des porteurs et champ électrique ainsi que l'apparition d'effets d'anisotropie qui ne seront pas étudiés dans cette thèse mais sont appelés à jouer un rôle non négligeable dans les zones de champ inhomogène. On verra ensuite les processus d'interaction des photons gammas et des électrons avec la matière. Ces processus mène à l'ionisation du milieu, et à la génération de paires électron-trou. Nous évaluerons la taille caractéristique du nuage de charge initial (avant séparation des électrons et des trous par le champ de collecte) ainsi que la densité de porteurs générée.

Le chapitre 3 présente le code de simulation utilisé pour ce travail. Ce code, développé comme outil de localisation des événements basé sur la forme résolue en temps des signaux ionisation, permet de simuler le transport de charges et de synthétiser les signaux ionisation correspondant aux trajectoires des porteurs dans le détecteur. Il utilise pour cela le théorème de Ramo, qui permet une approche à la fois quantitative et intuitive de la forme et de l'amplitude des signaux attendus. Dans cette thèse, le code est utilisé pour comprendre les résultats expérimentaux obtenus et valider les modélisations proposées.

Au chapitre 4, on présentera l'électronique d'amplification de charge utilisée lors des expériences, et les méthodes de traitement et d'analyse des signaux utilisées. L'amplificateur de charges permet une mesure bas-bruit résolue en temps des signaux ionisation. Il a été développé conjointement au code de simulation, dans le but de mettre en place une méthode de localisation. Dans notre cas, on ne discutera pas de la forme détaillée des signaux, mais le temps de montée des signaux nous donnera une indication très utile des conditions de champ régnant dans le détecteur. Concernant l'analyse des signaux, on présentera la méthode de déconvolution utilisée pour mesurer une amplitude non biaisée par le temps de montée du signal ou la fonction de transfert de l'électronique.

Le chapitre 5 traitera de la physique du piégeage. Les données disponibles sont peu nombreuses dans nos conditions expérimentales: on ne dispose pas de mesures assez précises du contenu en impuretés du germanium ultra-pur utilisé, et il existe à notre connaissance très peu de données concernant les sections de capture des porteurs à des températures aussi basses. On pré-

sentera les principaux phénomènes de capture à prendre en compte, et les données expérimentales de la littérature obtenues avec des porteurs thermalisés jusqu'à des températures de l'ordre de 1K. Dans notre cas, le couplage des porteurs avec les phonons du milieu s'avère trop faible pour établir un équilibre thermique. Les porteurs ont une distribution en énergie différente d'une distribution à l'équilibre, à laquelle on associe une température effective bien plus grande que la température du cristal. Cette température a toutefois un caractère approximatif, de sorte qu'on s'en tiendra la plupart du temps à des raisonnements en ordre de grandeur, suffisant pour initier l'étude. La dernière partie du chapitre présentera la méthode utilisée pour créer une charge d'espace de manière contrôlée, pour ensuite la caractériser et la modéliser.

Les trois derniers chapitres présentent les résultats obtenus durant la thèse.

Le chapitre 6 présente les résultats concernant le piégeage en surface. L'expérience est d'abord réalisée sur les détecteurs tests, puis sur les détecteurs EDELWEISS. On parvient à amener les porteurs d'un type (électrons ou trous) jusqu'aux surfaces libres afin de constituer une charge surfacique d'un signe donné. Une modélisation basée sur des arguments simples d'électrostatique nous permet de calculer la quantité de charge piégée, et la confrontation entre expériences et simulations permet de valider le modèle employé. On constate toutefois qu'une modélisation plus précise nécessiterait la prise en compte du piégeage en volume.

Le piégeage en volume est mis en évidence au chapitre 7. On y présentera d'abord les études similaires ayant eu lieu dans le cadre d'EDELWEISS et CDMS. On verra ensuite comment la mesure des rendements de collecte en fonction de la tension appliquée met à jour des processus de piégeage sur les impuretés en volume, qui causent une réduction de l'efficacité de collecte à basse tension. Ces processus de capture laissent également une signature dans la dépendance du rendement de collecte au temps de montée, la quantité de charge collectée dépendant de la position de l'évènement dans le détecteur. On présentera enfin une méthode basée sur la localisation des évènements, qui permet de déterminer les caractéristiques du piégeage de manière originale.

Le dernier chapitre présente l'étude de la distribution de charge en volume constituée sous irradiation homogène et sous tension appliquée. Les processus de capture en volume étudiés au chapitre précédent sont à l'oeuvre, pour constituer une charge de profil piqué vers les électrodes. Cette caractéristique pose la question de l'état de charge des impuretés proches des électrodes. Comme le montreront des expériences complémentaires, on dispose de fortes indications du rôle du piégeage dans les effets de zone morte.

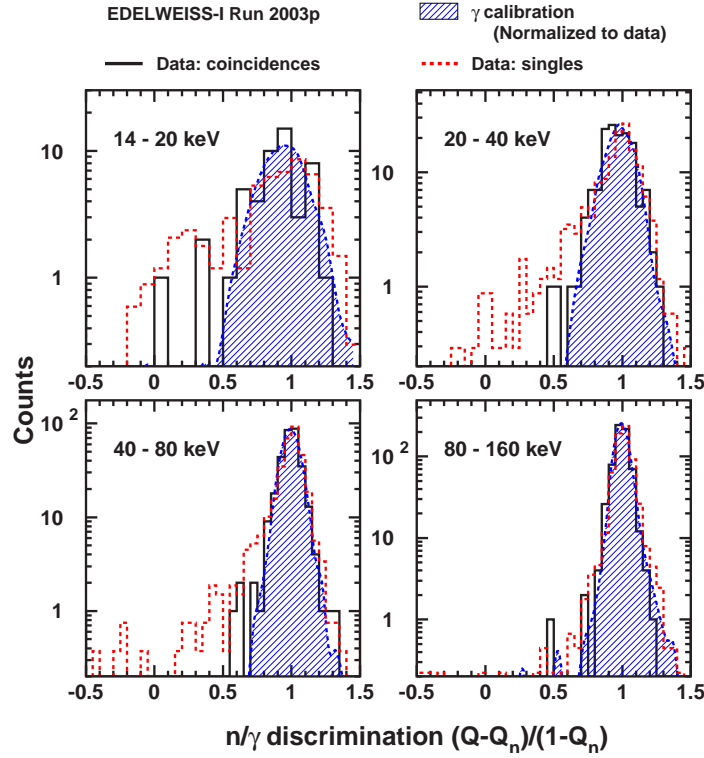


FIG. 1.3 – Histogramme du rapport Q , normalisé de manière à ce que la zone des reculs électroniques soit toujours centrée autour de 1, la zone des reculs nucléaires autour de 0, quelle que soit la tranche d'énergie considérée. La zone hachurée correspond à la distribution observée lors des calibrations par des gammas. Les histogrammes en pointillés et trait plein représentent la distribution des données de fond du dernier run d'EDELWEISS I (2003p). En pointillé: uniquement les évènements en coïncidence dans deux détecteurs, en trait plein: les évènements sans coïncidence.

Chapitre 2

Physique de la mesure d'ionisation

2.1 Principe général

Un absorbeur en germanium ultra-pur est équipé d'électrodes de collecte. L'application d'une tension sur une des faces du détecteur permet de générer un champ électrique. A basse température, la densité de porteurs libres est très faible, d'où un courant de fuite très petit (inférieur au picoampère pour des champs de $\approx 1\text{V/cm}$). Lors de l'interaction d'une particule dans l'absorbeur, une partie de l'énergie déposée est utilisée pour la génération de porteurs libres. On a génération de paires électron-trou, les deux types de porteurs étant séparés par le champ de collecte appliqué. Le nombre de paires générées dépend de l'énergie déposée et du type de particule. Tout au long de leur trajectoire jusqu'aux électrodes de collecte, les porteurs induisent une charge sur les électrodes équipées d'une électronique de mesure. L'utilisation d'amplificateurs de charge permet de mesurer cette charge induite. Si le temps réponse typique de l'électronique est grand devant le temps de transit des porteurs (quelques centaines de ns), on a seulement accès à la charge totale collectée. Avec une électronique assez rapide, on peut effectuer une mesure résolue en temps de la charge induite tout au long du parcours des porteurs. La structure de ce transitoire est liée aux propriétés de transport du germanium.

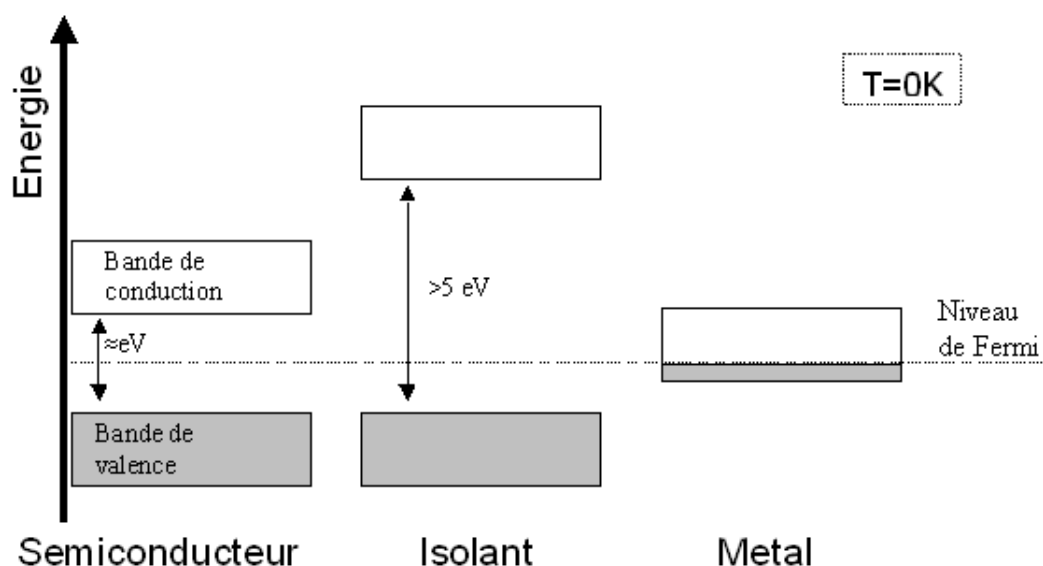


FIG. 2.1 – Schématisation de la classification des solides. Si la bande d'énergie la plus haute est partiellement peuplée à $T=0K$, la conduction est possible (cf texte) et on a un métal. Dans le cas des semiconducteurs et des isolants, cette bande est remplie, interdisant le passage des électrons à des niveaux d'énergie plus importants, donc empêchant la conduction. Avec une température non nulle, ou un apport d'énergie par ratonnement, on peut cependant amener une fraction des porteurs dans la bande de conduction. La distinction entre semiconducteurs et isolants est ici purement conventionnelle: on considère que pour un gap en énergie supérieur à $5eV$, l'énergie thermique nécessaire pour exciter des porteurs est suffisante pour remettre en cause la cohésion du cristal.

2.2 Propriétés du germanium

2.2.1 Propriétés électroniques des semiconducteurs

Le germanium est un semiconducteur. La figure 2.1 présente une schématisation de la classification des solides en métal, semiconducteur et isolant suivant la configuration de leurs bandes d'énergie. Dans un métal, la bande peuplée d'énergie la plus haute est partiellement remplie à $0K$, un électron de cette bande voit des niveaux d'énergie supérieure accessibles et peut donc participer à la conduction. La densité de porteurs libres est de l'ordre de $10^{22}/cm^3$, indépendante de la température. Dans un semiconducteur, la bande peuplée d'énergie la plus élevée (bande de valence) est totalement

Accepteurs	B	Al	Ga
(meV)	10.4	10.2	10.8
Donneurs	P	As	Sb
(meV)	12.0	12.7	9.6

TAB. 2.1 – *Energie d'ionisation dans Ge de quelques impuretés peu profondes parmi les plus communes (D'après [32]), repérées par rapport au maximum de la bande de valence (cas des accepteurs) et au minimum de la bande de conduction (cas des donneurs).*

remplie à 0K. Elle est séparée de la bande d'énergie supérieure (bande de conduction) par une bande d'énergies interdites (gap en énergie de l'ordre de 0.7eV pour le Ge). A basse température, l'énergie thermique disponible est insuffisante pour faire passer une fraction notable des électrons dans la bande de conduction ($1\text{eV} \equiv 10^4\text{K}$). On a donc des densités de porteurs faibles mais variables, soit par un apport d'énergie (énergie thermique, rayonnement) soit par l'ajout d'impuretés dopantes, ce qui a fait l'intérêt pratique de ce type de matériaux.

2.2.2 Impuretés

L'ajout d'impuretés (dopage) introduit des niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite. Les niveaux proches de la bande de conduction sont qualifiés de donneurs d'électrons. Ils concernent des impuretés avec un électron de valence faiblement lié, une excitation de quelques dizaines de meV suffisant à le faire passer dans la bande de conduction (cf. tableau 2.1). Les niveaux accepteurs sont eux proches de la bande de valence. Une excitation de quelques dizaines de meV suffit à exciter un électron de la bande de valence sur un niveau accepteur, d'où la création d'un trou dans la bande de valence. Dans les deux cas, l'introduction d'impuretés favorise la création de porteurs pouvant participer à la conduction (électrons dans le cas des donneurs, trous dans le cas des accepteurs). On distinguera en plus des donneurs et des accepteurs (impuretés peu profondes) les impuretés dites profondes, introduisant des niveaux d'énergie vers le milieu de la bande interdite (cf. chapitre 5.2.2).

2.2.3 Densité de porteurs

La figure 2.2 montre l'évolution de la densité de porteurs dans le germanium en fonction de la température et pour différentes valeur du dopage net.

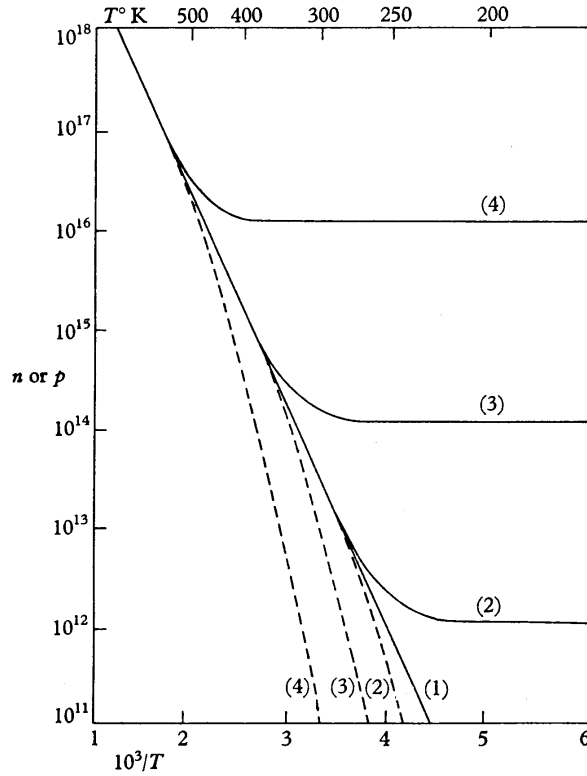


FIG. 2.2 – Densité de porteurs en cm^{-3} (traits pleins= n =électrons, pointillés= p =trous) en fonction de la température dans Ge [32]. (1) $N_d - N_a = 0$, (2) $N_d - N_a = 10^{12}/\text{cm}^3$, (3) $N_d - N_a = 10^{14}/\text{cm}^3$, (4) $N_d - N_a = 10^{16}/\text{cm}^3$.

Le dopage net est la différence entre la densité d'impuretés de type donneur d'électrons N_d et celle d'impuretés de type accepteur N_a . Il représente la densité de porteurs effective introduit par le dopage. Aux basses températures, la densité de porteurs intrinsèque n_i (i.e. densité de porteurs en l'absence d'impuretés) est très faible, et les porteurs présents proviennent tous du dopage. Dans les détecteurs d'ionisation, la compensation des donneurs et des accepteurs et l'utilisation des basses températures permettent de limiter la quantité de porteurs libres, et de réduire le courant de fuite. En pratique, une compensation parfaite des impuretés introduites lors du tirage des cristaux est impossible. Pour le germanium ultra-pur qui constitue l'absorbeur des détecteurs étudiés, on a $10^9 < |N_a - N_d| < 10^{10}/\text{cm}^3$, soit en moyenne une impureté pour 10^{12} atomes de Ge, la caractérisation du matériau étant délicate à de tels niveaux de pureté [62]. Les températures

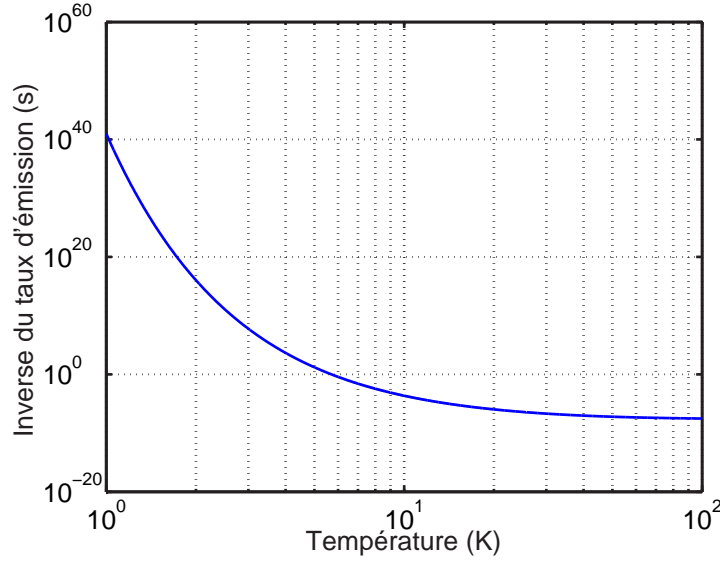


FIG. 2.3 – Inverse du taux d'émission en fonction de la température. Le taux d'émission est calculé à l'équilibre thermodynamique, pour le cas de d'un niveau donneur à 10meV de la bande de conduction. Il tient compte des valeurs des sections de capture sur impuretés ionisées présentées au chapitre 5.

d'utilisation de $\approx 20\text{mK}$ assurent une densité de porteurs négligeable. Même aux faibles champs de collecte employés ($\approx 1\text{V/cm}$), le détecteur est totalement déplété. L'intérêt d'une compensation aussi poussée est également en rapport avec le piégeage de porteurs. En effet, les impuretés introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite où les porteurs libres peuvent se piéger. Comme on le verra dans la suite, ce phénomène limite les performances à bas champ de collecte en ayant un effet direct sur la résolution en énergie.

2.2.4 Etat de charge des impuretés

On considère un niveau de Fermi proche du milieu du gap. A l'équilibre thermodynamique, les électrons excités des niveaux donneurs vers la bande de conduction se recombinent avec les trous excités des niveaux accepteurs vers la bande de valence. Si $N_a > N_d$ (resp. $N_a < N_d$), on a alors N_a (resp. N_d) accepteurs ionisés négatifs qui ont cédé un trou à la bande de valence, N_a (resp. N_d) donneurs ionisés positifs qui ont cédé un électron à la bande de conduction, et $|N_a - N_d|$ accepteurs neutres (resp. donneurs neutres). Etant donné le dopage net ($\approx 5 \times 10^9/\text{cm}^3$), on a donc une densité d'impu-

retés ionisées de l'ordre de $10^{10}/\text{cm}^3$. Lors de la descente en froid, le système reste dans cette configuration, et le grand nombre de pièges ionisés compromet la qualité de la collecte [69] (cf. paragraphe 5.3). On utilise donc une procédure dite de "régénération" du détecteur permettant de neutraliser les impuretés. Pour ce faire, on court-circuite toutes les électrodes à la masse, et on irradie le détecteur avec une source de photons gamma permettant de générer des paires électron-trou (on peut également envisager l'utilisation de LED infrarouge à la place de sources radioactives). Cette procédure de régénération, essentiellement empirique, est appliquée périodiquement pour prévenir l'accumulation de charge d'espace (voir chapitres 7 et 8 pour une discussion sur l'efficacité de la régénération). En effet, la probabilité de ré-émission des porteurs piégés est extrêmement faible à basse température, de sorte que ces porteurs restent piégés sur des temps bien plus longs que le temps caractéristique de nos expériences (cf. figure 2.3). Le piégeage mène donc à la constitution progressive d'une charge d'espace dont le champ induit vient interférer avec le champ appliqué et peut compromettre la qualité de la collecte.

2.2.5 Structure de bandes du germanium

La figure 2.4 présente les bandes d'énergie du germanium dans les directions [111] et [110] de l'espace des vecteurs d'onde k . Le gap est de 0.67eV (à 300K. On a une légère dépendance de ce gap à la température, il augmente jusque $\approx 0.74\text{eV}$ à très basse température [26]). Le minimum de la bande de conduction n'est pas en face du maximum de la bande de valence (gap indirect). Une transition vers la bande de conduction implique un transfert de k avec les phonons du milieu (cf paragraphe 2.7.1). Il existe plusieurs minima dans la bande de conduction (ou plusieurs "vallées"), selon différentes directions cristallographiques ([111], [100] et [110]) (cf fig.2.4). Cela autorise des processus de transition inter-vallées accompagnés d'émission ou d'absorption de phonon à grand k . La prise en compte de ces transitions est nécessaire à la compréhension des processus de dissipation d'énergie et des effets d'anisotropie dans le transport électronique (cf. paragraphe 2.3).

2.3 Transport des charges

La physique en jeu est connue mais se déroule dans des conditions peu (ou pas) étudiée expérimentalement auparavant, la raison principale étant l'utilisation de très basses températures. Dans ces conditions, le couplage électron-phonon est trop faible pour assurer un équilibre thermique. On a donc à faire à des porteurs dits "chauds" (et ce malgré les faibles champs de collecte employés de l'ordre du V/cm) qui n'obéissent plus aux lois simples

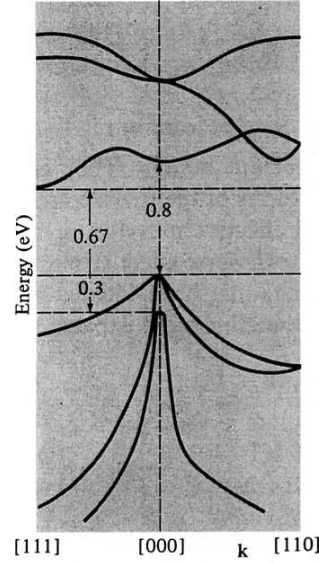


FIG. 2.4 – Structure de bandes du germanium dans les directions $[111]$ et $[110]$ [26]

du régime ohmique où la vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique.

2.3.1 Mécanismes de relaxation de l'énergie et de l'impulsion

Considérons un ensemble d'électrons dans un solide, caractérisés par une distribution d'énergie donnée. Si on les soumet à un champ électrique \vec{E} , on aura un déplacement moyen dans le sens opposé à \vec{E} . Chaque électron pris séparément subit cependant une succession d'interactions modifiant son énergie et/ou son impulsion, rendant sa trajectoire chaotique à petite échelle.

– Interaction avec les phonons:

Le taux d'absorption de phonons est proportionnel au nombre de phonons N dans le milieu. Le taux d'émission est lui proportionnel à $(1+N)$, où N représente un terme d'émission stimulée par les autres phonons du milieu et 1 représente l'émission spontanée. Le nombre de phonons suit une statistique de Bose. A $T \approx 20\text{mK}$, on a $N \ll 1$: l'émission spontanée reste le seul processus susceptible de dissiper l'énergie de l'électron vers le cristal. L'électron peut émettre un phonon acoustique, ou un phonon optique si son énergie est supérieure au seuil d'émission (37meV dans Ge cf. fig. 2.11). La transition subie par l'électron peut le mener à passer

d'une vallée (minimum local de la bande de conduction à $k = k_1$) à une autre (minimum à $k = k_2$). On parle alors de transition inter-vallées, avec émission d'un phonon assurant le transfert d'impulsion $\hbar(k_1 - k_2)$.

- **Interaction avec les impuretés:** Dans le cas d'impuretés chargées, on a une diffusion quasi-élastique dans le potentiel coulombien de l'ion considéré, les petits angles de diffusion étant favorisés. Ce processus contribue donc efficacement à la relaxation de l'impulsion, et à celle de l'énergie dans une mesure beaucoup moindre. Dans le cas des impuretés neutres, on note que l'orbite d'un électron d'une impureté peu profonde s'étend sur plusieurs mailles du réseau cristallin. Le cortège électronique du noyau ne réalise donc un écrantage efficace que pour les grands paramètres d'impact (dans Ge, le rayon de la première orbite de Bohr associé à des états d'énergie hydrogénoïde est de $\approx 4nm$ soit environ dix fois la distance entre deux atomes).

Aux basses températures, la diffusion sur les impuretés neutres (auxquelles on peut ajouter les imperfections du cristal telles que les dislocations) peut jouer un rôle important étant donné la faible dépendance de la section efficace de diffusion à la température, contrairement aux autres processus [32]. La balance entre l'énergie fournie par le champ électrique d'une part, et les possibilités de relaxation d'énergie et d'impulsion offertes par ces interactions d'autre part vont déterminer les caractéristiques du transport.

2.3.2 Problématique des porteurs chauds

Soit un électron de vitesse \vec{v}_0 au temps $t=0$. Il subira une diffusion après un certain temps τ , et en émergera avec la vitesse \vec{v}_0 à laquelle s'additionne la vitesse $v_E = \frac{-e\vec{E}\tau}{m_e}$ qu'il a acquise sous l'effet du champ électrique (m_e est la masse effective de l'électron dans le matériau considéré). Si on suppose une distribution de vitesses isotrope après diffusion, il n'y aura aucune contribution de \vec{v}_0 à la vitesse moyenne, qui sera entièrement déterminée par la moyenne de \vec{v}_E . On a donc une vitesse moyenne \vec{v} qui s'exprime par:

$$\vec{v} = -\frac{e\vec{E} \langle \tau \rangle}{m_e} \quad (2.1)$$

où $\langle \tau \rangle$ est le temps moyen entre deux collisions, moyenne établie selon la distribution en énergie des porteurs. On peut distinguer deux cas extrêmes, suivant les possibilités de dissipation d'énergie disponibles pour les électrons:

- Régime de champ électrique faible: l'électron peut alors dissiper l'énergie acquise sous l'effet du champ de manière assez efficace pour conserver une distribution d'énergie proche de la distribution à l'équilibre

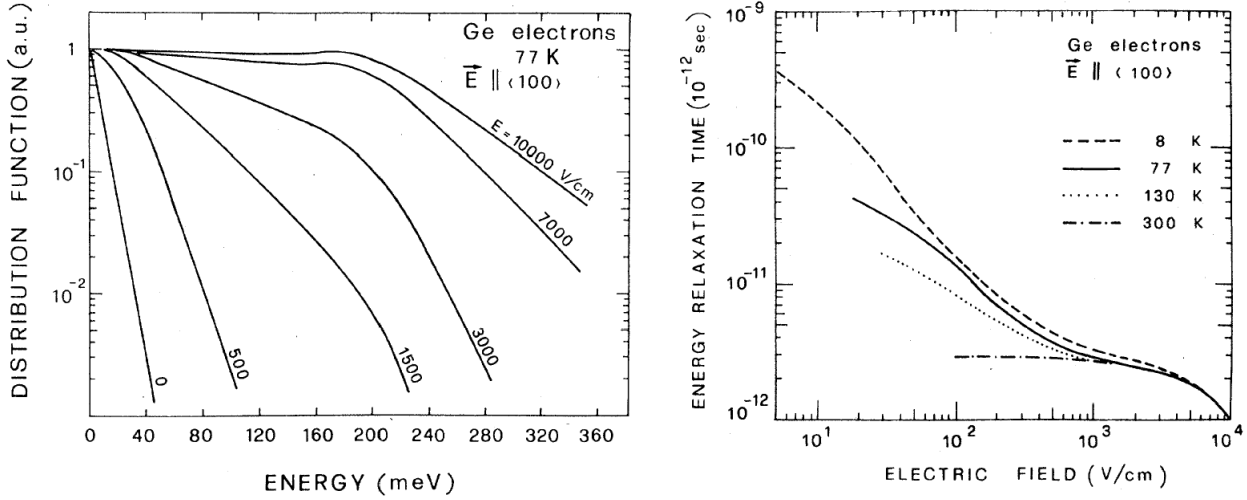


FIG. 2.5 – *Gauche: Distribution en énergie simulées des électrons dans le germanium à 77K et pour plusieurs valeur du champ appliqué selon la direction $\langle 100 \rangle$. Droite: Temps caractéristique de relaxation de l'énergie, par simulation Monte Carlo, en fonction du champ électrique (appliqué selon la direction $\langle 100 \rangle$) dans le germanium et pour plusieurs températures.[33]*

thermodynamique. On peut alors considérer $\langle \tau \rangle$ comme étant indépendant du champ appliqué. On a donc une simple relation de proportionnalité entre la vitesse et le champ: on est en régime ohmique parce qu'on peut considérer les électrons en équilibre thermique avec le cristal.

- Régime de champ électrique fort: Les processus de dissipation de l'énergie ne permettent pas la conservation d'un état proche de l'équilibre thermodynamique. L'application du champ électrique modifie la distribution en énergie de manière notable (cf. figure 2.5), d'où une dépendance de $\langle \tau \rangle$ au champ électrique appliqué. La population d'électron à haute énergie est plus importante que pour le cas d'une distribution à l'équilibre. On est en présence de porteurs dits "chauds", et on perd la relation de proportionnalité entre vitesse moyenne et champ électrique. Si la distribution en énergie conserve la forme d'une maxwellienne, on peut introduire formellement une température T_e effective pour ces électrons chauds, qui peut être très différente de la température du cristal. On utilisera pour obtenir un ordre de grandeur l'expression $T_e = \frac{\frac{1}{2}mv^2}{k}$, où k est la constante de Boltzmann, v est la vitesse moyenne des électrons et m est la masse effective de l'électron

dans Ge.

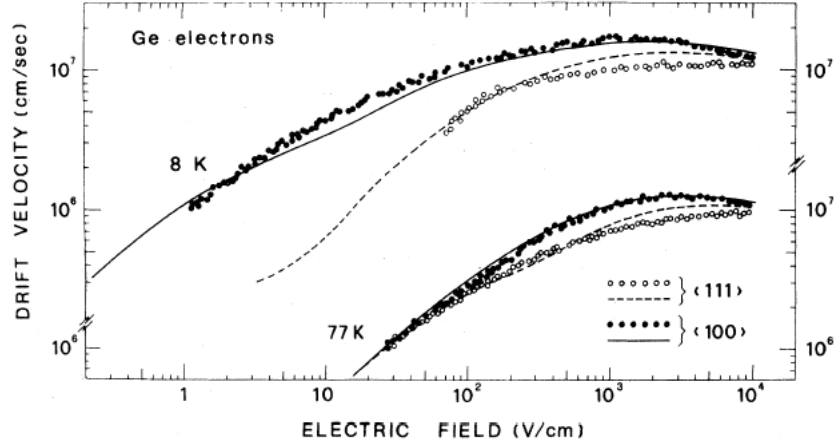


FIG. 2.6 – Vitesse moyenne des électrons en fonction d'un champ électrique appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ à 8 et 77K dans Ge. Les cercles sont des points expérimentaux, et les lignes continues et pointillées le résultat de simulations Monte Carlo.[33]

2.3.3 Lois de vitesses

Des travaux expérimentaux et théoriques [33][35] montrent qu'à basses températures on rencontre des effets de porteurs chauds à des champs aussi faibles que le V/cm. Ces études ne sont généralement pas conduites dans des gammes de températures aussi basses que les nôtres (on reste cantonné à $T > 4K$). On s'attend cependant à ce que des températures plus basses ne fassent qu'accentuer le phénomène: le régime de champ au dessus duquel on passe en régime non-ohmique est d'autant plus bas que la température est basse.

Lois de vitesse à 8K

Les lois de vitesse utilisées dans le code de simulation sont largement basées sur les données de [33] pour les électrons (fig. 2.6) et [34] pour les trous (fig. 2.7). Ce travail comprend une partie expérimentale, dans laquelle les vitesses de drift sont mesurées dans une diode p-i-n de germanium ultra-pur, de 220K à 8K, pour des champs variant de ≈ 1 à 10^4 V/cm et selon plusieurs directions cristallographiques. Les porteurs sont générés par un canon à électrons fournissant des électrons primaires de quelques dizaines de keV.

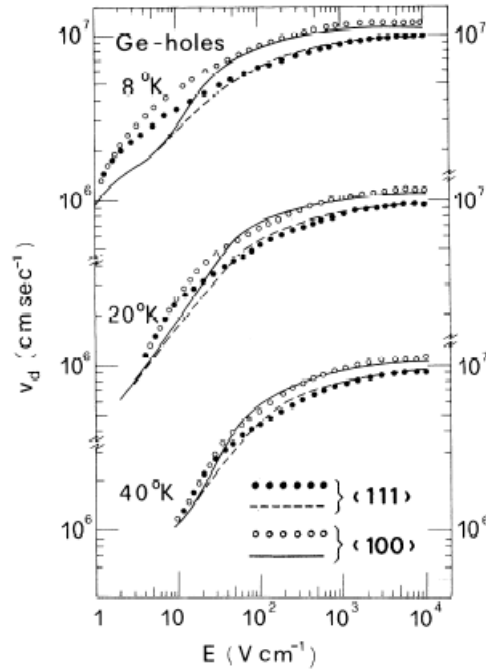


FIG. 2.7 – Vitesse moyenne des trous en fonction d'un champ électrique appliqué le long des directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ à 8, 20 et 40 K dans Ge. Les cercles sont des points expérimentaux, et les lignes continues et pointillées le résultat de simulations Monte Carlo.[34]

La vitesse est mesurée par la méthode des temps de vol [37], assurant une incertitudes de $\pm 5\%$. On a d'autre part une analyse théorique présentant les résultats de simulations Monte Carlo du transport, incluant le détail de la structure de bandes du germanium et l'interaction avec les phonons. La diffusion sur les impuretés n'est pas prise en compte, sous l'hypothèse que le matériau considéré est assez pur pour que les effets en soient négligeables (le germanium utilisé présente un dopage net $|N_a - N_d| \approx 10^{10}/\text{cm}^3$). On voit que la simulation rend bien compte de la vitesse de drift des électrons, y compris à la plus basse température étudiée ($T=8\text{K}$) et jusqu'à des champs de l'ordre du V/cm (fig. 2.6). Dans le cas des trous, et dans ces régimes de champs et de température, la simulation donne des vitesses plus basses à champ faible que celles mesurées expérimentalement (fig. 2.7). Aux vues des différents paramètres des simulations, les auteurs attribuent cet écart à une modélisation imprécise de l'émission de phonons optiques à basse température. On peut constater qu'à $T=8\text{K}$, les lois de vitesses semblent non-linéaires jusqu'aux champs les plus faibles. D'autre part, on voit également

qu'une descente en température tend à renforcer les effets d'anisotropie et de non-linéarité.

Anisotropie du transport

Les effets d'anisotropie sont une des conséquences du régime non-ohmique. Avec des porteurs chauds, les anisotropies du cristal et de sa structure de bandes ont une influence notable sur les caractéristiques du transport. On observe ainsi des vitesses de drift différentes suivant la direction du champ électrique appliqué (cf fig. 2.6), vitesse qui n'est en général pas colinéaire au champ (effet Sasaki [36]). Les porteurs sont assez énergétiques pour explorer les zones à grand k de la structure de bandes. Ils peuvent notamment subir des transitions inter-vallées, quittant le minimum absolu de la bande de conduction dans la direction [111] et ses 4 directions équivalentes (vallées "froides") pour atteindre un des minima locaux plus énergétiques dans d'autres directions (vallées "chaudes") (cf fig. 2.4). Une transition inter-vallée nécessite un transfert de k important: si les phonons du milieu ont l'énergie nécessaire au rééquilibrage des populations des différentes vallées (cas des hautes températures $T > \theta_{Debye}$), l'anisotropie ne se fait pas sentir. Ce n'est pas le cas à basse température. L'anisotropie existe pour les électrons comme pour les trous. On sait la modéliser de manière relativement simple pour les électrons [38], mais il n'existe pas de traitement satisfaisant pour les trous.

2.3.4 Influence du transport de charges sur la voie chaleur: effet Luke

Le travail des porteurs dans le champ de collecte est dissipé par effet Joule et se retrouve donc sur la voie chaleur (dans le cas des détecteurs cryogéniques ionisation-chaleur, on le nomme effet Luke-Neganov [39] [40]). L'énergie E_L associée à l'effet Luke ne dépend donc que de la chute de potentiel totale V subie par les porteurs au cours de la collecte. Pour N paires électron-trous collectées à une tension V , on a:

$$E_L = NeV \quad (2.2)$$

où e est la charge élémentaire. Pour une tension de collecte V trop grande, E_L devient dominante par rapport à l'énergie initialement déposée par la particule incidente. La voie chaleur n'apporte alors plus d'informations complémentaires à la voie ionisation, et la méthode de rejet des événements du fond radioactif est compromise. C'est cette limitation qui oblige l'emploi de faibles champs de collecte.

2.4 Interaction des photons gammas avec la matière

2.4.1 Effet photoélectrique

Considérons l'interaction d'un photon gamma avec l'absorbeur de germanium. Si le dépôt d'énergie s'effectue par effet photoélectrique, le photon incident d'énergie E_{ph} interagit avec un électron des couches proches du noyau (K ou L), caractérisées par une énergie de liaison E_L . L'énergie fournie à cet électron suffit à l'éjecter hors de l'influence du noyau (on se place dans le cas $E_{ph} \gg E_L$). La conservation de la quantité de mouvement est assurée par le recul de l'atome, l'énergie de recul en jeu étant négligeable. On génère ainsi un photoélectron d'énergie $E_{ph} - E_L$. La dépendance en énergie de la section efficace σ_p de ce processus est approchée par la relation:

$$\sigma_p \propto \frac{Z^n}{E_{ph}^{3.5}} \quad (2.3)$$

où Z est le numéro atomique du noyau cible. n varie de 4 à 5 suivant la valeur de E_{ph} [12]. L'effet photoélectrique est donc dominant pour les noyaux lourds et à faible énergie.

2.4.2 Diffusion Compton

Dans ce processus, un photon gamma incident cède une partie de son énergie à un électron lié à un atome et subit une déflexion [13]. On peut considérer l'électron comme étant libre et au repos étant donné l'importance des transferts d'énergie en jeu. Sous ces hypothèses et en écrivant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, on a:

$$E'_{ph} = \frac{E_{ph}}{1 + \frac{E_{ph}}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (2.4)$$

où E'_{ph} est l'énergie du photon diffusé, E_{ph} celle du photon incident, $m_0 c^2$ est l'énergie de masse au repos de l'électron, et θ est l'angle entre la direction du photon incident et celle du photon diffusé. Tous les angles de diffusion sont possibles: aux faibles angles peu d'énergie est transférée (aucune pour $\theta = 0$), et $\theta = \pi$ représente le transfert d'énergie maximum. Suivant la géométrie de l'absorbeur, l'énergie considérée, et le numéro atomique du noyau cible, on peut donc avoir deux cas limites: soit des interactions multiples en plusieurs endroits, chacune d'elle prélevant une partie de l'énergie du photon incident avant son échappement ou son absorption photoélectrique, soit une seule interaction Compton suivi de l'échappement du photon. Dans ce dernier

cas, on observera dans le spectre d'ionisation un continuum dû au transfert d'énergie différent pour chaque photon incident, brusquement arrêté vers les hautes énergies à une valeur correspondant au transfert d'énergie maximal (front Compton). La section efficace de diffusion Compton est donnée par la formule de Klein-Nishina [12] et croît linéairement avec le nombre d'électrons (i.e. avec le numéro atomique Z). Dans le germanium, ce processus devient dominant face à l'effet photoélectrique pour des énergies supérieures à $\approx 500\text{keV}$ (fig. 2.8).

2.4.3 Création de paires électron-positron

Le processus de production de paires électron/positron devient possible si l'énergie du gamma incident dépasse $2m_0c^2$ (1.02MeV). Etant donné les énergies mise en jeu dans notre étude, toujours inférieures à $\approx 2\text{MeV}$, ce processus est considéré comme négligeable.

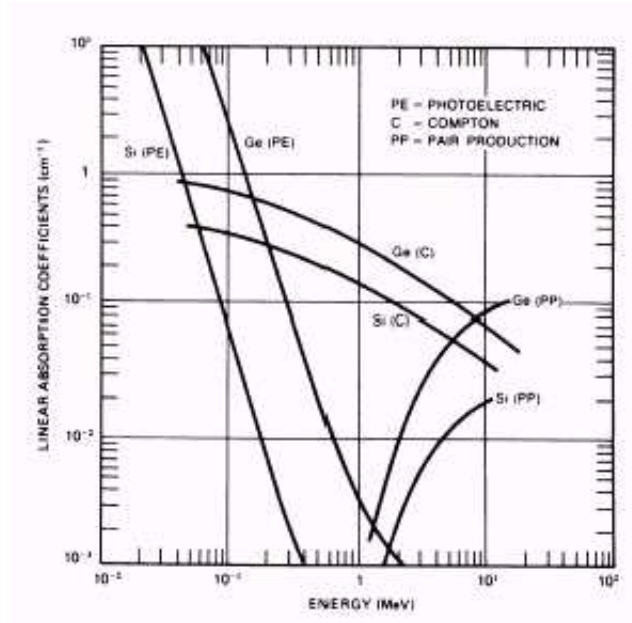


FIG. 2.8 – Coefficient d'absorption linéaire dans Ge et Si, en fonction de l'énergie du gamma incident, et pour les différents processus évoqués dans le texte.

2.4.4 Désexcitation de l'atome cible

Après interaction (Compton ou photoélectrique) avec un de ses électrons, l'atome cible est dans un état excité, un état électronique proche du noyau étant laissé vacant. Cet état sera rempli par un des électrons des couches supérieures, qui laissera lui aussi un état vacant susceptible d'être comblé par les électrons plus externes. On a donc des désexcitations "en cascade" touchant successivement plusieurs couches électroniques. A chaque désexcitation, un photon X d'énergie accordée aux deux états de la transition est émis. Si ce photon cède son énergie à un électron de la couche externe, il se trouve éjecté et on parle d'émission d'un électron Auger. Sinon, on a émission d'un photon X dit de fluorescence. L'énergie émise sous forme d'électrons Auger est rapidement réabsorbée étant donné les faibles longueurs d'absorption pour les électrons. Les photons X de fluorescence ont pour leur part une probabilité non-négligeable de s'échapper du cristal si l'interaction a lieu assez près d'une surface (typiquement quelques μm), mais constitueront la plupart du temps une portion négligeable de l'énergie déposée.

2.5 Interaction des électrons de haute énergie avec la matière

Que ce soit par effet photoélectrique ou par diffusion Compton, un photon gamma incident perd tout ou partie de son énergie en interagissant avec un électron de la cible. Dans les deux cas, le produit de l'interaction est un électron (en tout point similaire à un β émis par une source) d'énergie cinétique élevée (de quelques keV jusqu'à $\approx 2\text{MeV}$ dans notre cadre), suffisante pour provoquer l'ionisation par impact des atomes du milieu.

2.5.1 Collisions élastiques avec les noyaux

Considérons un choc frontal entre un électron (de masse m_e et d'énergie E_e) et un noyau de germanium (de masse $M=72.6 \text{ u.m.a}=1.2 \cdot 10^{-25}\text{kg}$, au repos). Les lois de cinématique prévoient une énergie maximale transmise ΔE_e suivant:

$$\Delta E_e = \frac{4m_e}{M} \left(1 + \frac{E_e}{2m_e c^2}\right) E_e \quad (2.5)$$

soit de l'ordre de 3 eV pour un électron de 100keV, 60 eV pour un électron de 1MeV. Le choc peut donc être considéré comme élastique, et la contribution des collisions nucléaires au pouvoir d'arrêt total est négligeable. Ces collisions peuvent par contre provoquer des transferts d'impulsion importants, menant à de fréquents changement de direction.

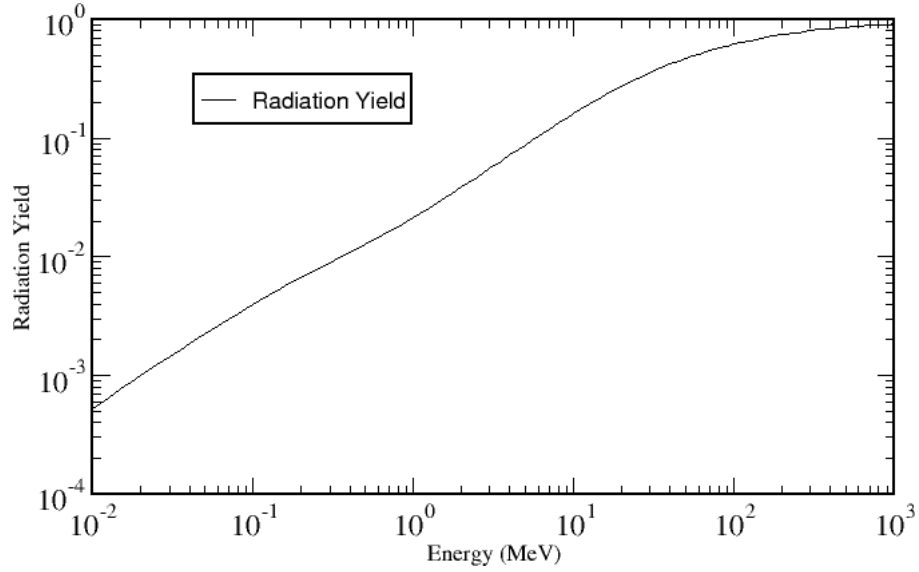


FIG. 2.9 – *Fraction de l'énergie cinétique de l'électron incident émise par bremsstrahlung, en fonction de l'énergie. source:NIST*

2.5.2 Rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)

L'électron incident subit de multiples collisions, donc des accélérations successives. Comme toute particule chargée accélérée, il va donc perdre une partie de son énergie par l'émission d'un rayonnement. Le pouvoir d'arrêt associé à ce processus est en EZ^2 , il est donc dominant à haute énergie, pour des noyaux cibles lourds. Le rapport des pouvoirs d'arrêt associés au Bremsstrahlung $\left(\frac{dE}{dx}\right)_B$ et à l'ionisation du milieu $\left(\frac{dE}{dx}\right)_i$ est bien approché par la formule semi-empirique [12]:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_B}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_i} \approx \frac{EZ}{100} \quad (2.6)$$

où E est l'énergie en MeV et Z est le numéro atomique de l'atome cible. Dans Ge ($Z=32$), on s'attend donc à ce que le Bremsstrahlung représente au plus quelques pourcents des pertes d'énergie subies (fig. 2.9 et 2.10). De plus, l'énergie moyenne d'un photon émis par ce processus est assez basse pour qu'on soit assuré de sa réabsorption près du point d'émission.

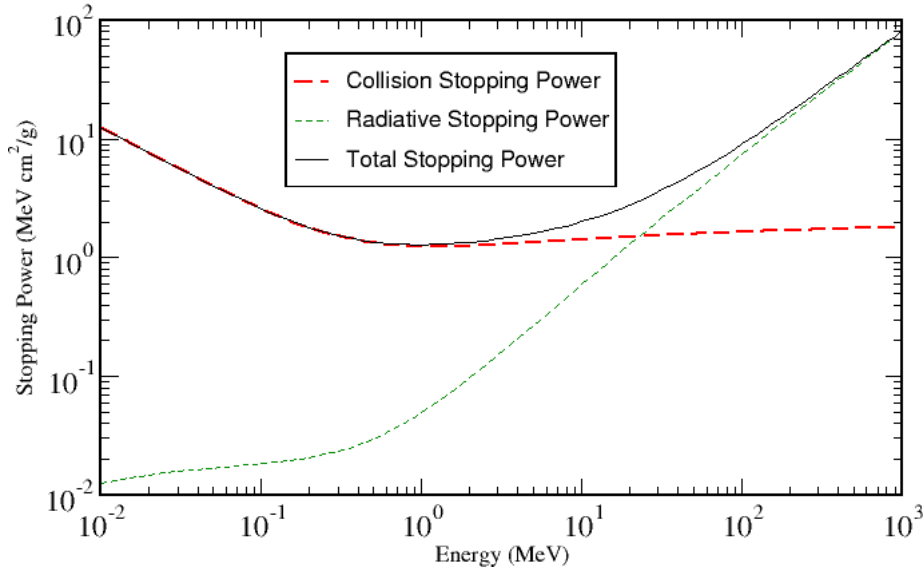


FIG. 2.10 – Pouvoir d'arrêt (normalisé à la densité du matériau) des électrons dans le germanium en fonction de l'énergie de l'électron. On distingue les contributions "radiative" (bremsstrahlung) et "collisionnelle" (ionisation et excitation atomique). Le pouvoir d'arrêt total est la somme de ces deux contributions (cf. légende). source: NIST

2.5.3 Ionisation et excitation atomique

Les masses de la particule incidente (électron incident) et de la particule cible (électron lié) étant les mêmes, le transfert d'énergie peut être beaucoup plus efficace que dans le cas d'une collision avec un noyau. Ces collisions inélastiques sont le principal mécanisme de perte d'énergie dans l'absorbeur, tant que l'énergie de l'électron considéré est supérieure au seuil d'ionisation. Chacune d'elles provoque la transition vers un état excité d'un ou plusieurs électrons atomiques (excitation atomique). On considère ici des énergies bien supérieures au gap, le transfert d'énergie peut donc être suffisant pour libérer un électron de son atome (ionisation par impact): cet électron passe dans la bande de conduction (en conséquence, un trou est créé dans la bande de valence) et devient lui même susceptible d'ioniser le milieu si l'énergie qui lui a été communiquée est suffisante. D'après la formule de Bethe [14] pour les électrons, le pouvoir d'arrêt s'exprime:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 N Z}{mv^2} \ln(B(I, \beta, m)) \quad (2.7)$$

$$\beta = v/c$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, e est la charge élémentaire, m la masse au repos et v la vitesse de l'électron incident, N est le nombre d'atomes par unité de volume, Z le numéro atomique. En régime non-relativiste, B comprend un seul terme relié au rapport entre l'énergie de l'électron et l'énergie moyenne d'ionisation I ($B = \frac{mv^2 E}{I^2}$ pour $\beta \ll 1$): la perte d'énergie par unité de longueur augmente quand E diminue (fig. 2.10). Vers les hautes énergies ($\beta \approx 1$), intervient un second terme de correction relativiste: le pouvoir d'arrêt croît pour atteindre un plateau dû à la modification de la densité apparente du milieu en régime relativiste. Cette expression exprime une perte d'énergie linéique moyenne: I moyenne les différentes transitions permises et les pertes d'énergie dues aux chocs successifs sont réparties en une perte continue le long de la trajectoire, semblable à l'effet de la viscosité dans un fluide. Aux faibles énergies ($E \approx I$), l'expression requiert des corrections supplémentaires (correction de couches), la notion même de perte continue pouvant être inappropriée.

2.6 Interaction des électrons secondaires avec la matière

Lorsque l'énergie de l'électron devient inférieure au seuil requis pour l'ionisation par impact ou l'excitation atomique, l'émission d'électrons secondaires n'est plus un processus disponible pour la dissipation d'énergie. L'électron peut alors perdre de l'énergie par émission de phonons, acoustiques et/ou optiques. En dessous d'un seuil de $\approx 37 \text{ meV}$, l'émission de phonons optiques n'est plus possible, comme le montre leur relation de dispersion (cf figure 2.11). L'émission de phonons acoustiques demeure alors le seul processus de perte d'énergie accessible. Elle reste possible tant que la vitesse de l'électron est supérieure à la vitesse du son dans l'absorbeur (fig. 2.12).

2.7 Nuage de charges initial

2.7.1 Seuil d'ionisation et nombre de paires créées

Malgré la diversité des processus de dissipation d'énergie en jeu, on observe pour un semiconducteur donné une simple relation de proportionnalité entre l'énergie de l'électron incident et le nombre moyen de paires générées

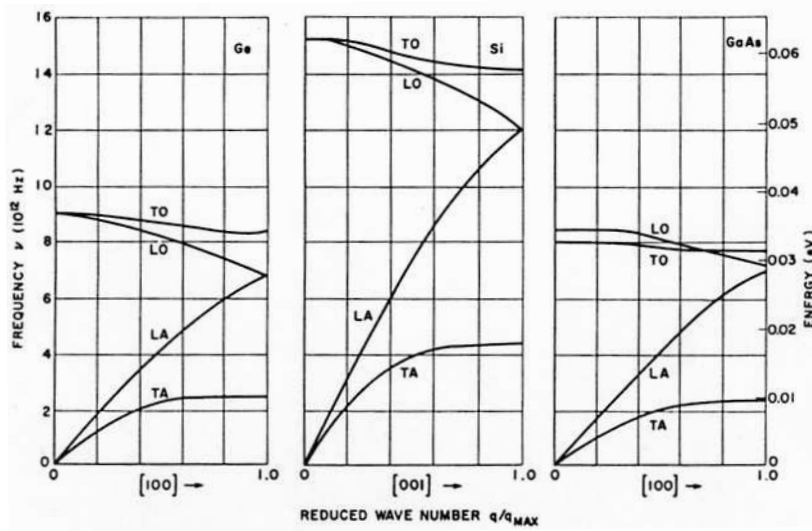


FIG. 2.11 – Relation de dispersion des phonons dans Ge, Si et GaAs d'après [26] (Fréquence/Energie vs. nombre d'onde réduit). On a deux branches pour les phonons optiques (TO=optique transverse, LO=optique longitudinale) et deux branches pour les phonons acoustiques (LA=acoustique longitudinale, TA=transverse longitudinale). Aux petits vecteurs d'onde, les branches acoustiques sont bien approchées par des droites passant par l'origine. On peut émettre et recevoir des phonons acoustiques d'énergie arbitrairement petite. Pour les phonons optiques au contraire, l'énergie est forcément supérieure à un seuil donné ($\approx 37\text{meV}$ dans Ge).

(fig. 2.13). On est ainsi conduit à introduire une énergie moyenne ϵ de création de paire, indépendante de l'énergie de la particule. Le nombre moyen $\langle N \rangle$ de paires générées par un électron d'énergie E s'exprime par:

$$\langle N \rangle = \frac{E}{\epsilon} \quad (2.8)$$

Pour le germanium, $\epsilon \approx 3\text{eV}$, pour un gap en énergie de 0.7eV . De manière générale, on constate que ϵ est systématiquement plus grand que la largeur du gap E_G , ce qui met en évidence l'importance des processus autres que la simple excitation de porteurs bande à bande. Suivant le scénario simplifié des pertes d'énergie décrit par Klein [27], on écrit:

$$\epsilon = E_G + \langle W_L \rangle = E_G + \langle E_R \rangle + \langle E_K \rangle \quad (2.9)$$

où $\langle W_L \rangle$ représente la quantité moyenne d'énergie utilisée pour d'autres

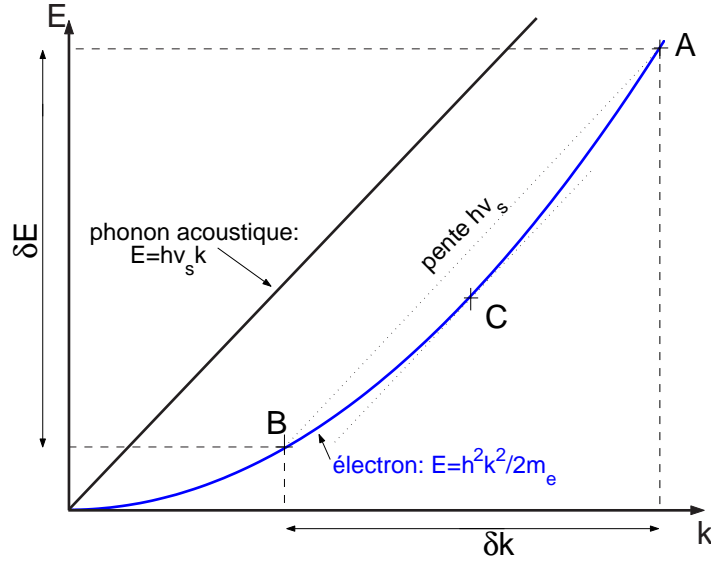


FIG. 2.12 – Principe de l'émission de phonons acoustiques, dans un modèle 1D (Énergie E vs. vecteur d'onde k). L'électron est soumis à la relation $E = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ (m_e = masse effective de l'électron), sa vitesse étant la pente de la tangente à cette courbe (au facteur \hbar près). L'émission d'un phonon de vecteur d'onde δk et d'énergie δE doit respecter la conservation d'énergie, d'impulsion, et la relation de dispersion ($E = \hbar v_s k$ où v_s est la vitesse du son, cf fig. 2.11). Traduit graphiquement: l'électron initialement au point A perd une énergie δE et un vecteur d'onde δk . Ces pertes se font le long de la droite de pente $\hbar v_s$, pour arriver au point B. Un électron au point C a précisément la vitesse du son: en dessous de cette énergie, il n'y a pas de possibilité d'émission.

processus que l'ionisation. On distingue deux phases:

- Dans une première phase, l'énergie déposée dans le milieu mène à la création d'un ensemble de porteurs hors équilibre (ou porteurs "chauds", qui ne sont pas à l'équilibre thermique avec le réseau), disposant d'assez d'énergie pour l'ionisation par impact. Entre deux collisions, ces porteurs peuvent également perdre de l'énergie par émission de phonons optiques. Le terme $\langle E_R \rangle$ rend compte de cette énergie: on l'exprime par la relation $\langle E_R \rangle = \langle r \rangle \hbar \omega_0$, où $\langle r \rangle$ désigne le nombre moyen de phonons optiques émis entre deux collisions successives, et $\hbar \omega_0$ l'énergie typique d'un phonon optique.
- Une fois en dessous du seuil d'ionisation, l'énergie cinétique en excès doit être échangée avec le réseau pour parvenir à la thermalisation (par

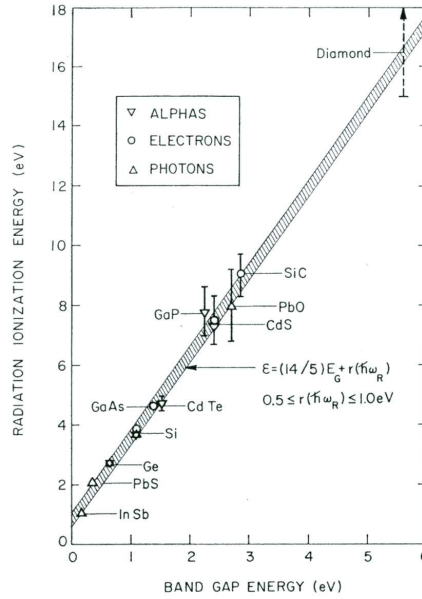


FIG. 2.13 – *Quantité moyenne d'énergie consommée pour la création d'une paire électron-trou en fonction de la largeur du gap. La zone hachurée représente la modélisation donnée dans [27] et présentée dans le texte.*

émission de phonons acoustiques et optiques). Cette énergie est représentée par le terme $\langle E_K \rangle$. Dans ce modèle simplifié, on considère des bandes d'énergie paraboliques et une même masse effective pour les électrons et les trous. Dans ce cadre, la densité d'états est en \sqrt{E} et le seuil d'énergie pour l'ionisation par impact est $E_I = \frac{3}{2}E_G$, d'où:

$$\langle E_K \rangle = 2 \frac{\int_{E=0}^{E=E_I} \sqrt{E} E dE}{\int_{E=0}^{E=E_I} \sqrt{E} dE} = \frac{6}{5} E_I \quad (2.10)$$

Le facteur 2 provenant de la prise en compte de l'énergie emportée par l'électron et le trou d'une même paire.

Au final on arrive à l'expression:

$$\epsilon = \frac{14}{5} E_G + \langle r \rangle \hbar \omega_0 \quad (2.11)$$

On obtient un bon ajustement aux données expérimentales avec $\hbar \omega_0 =$ quelques dixièmes d'eV (fig.2.13), cette valeur étant sensiblement indépendante de la nature du semiconducteur. L'ajustement est d'autant plus remarquable étant données les simplifications du modèle: on ne tient par exemple pas compte de la structure réelle des bandes d'énergie, pouvant permettre

des transitions inter-vallées et l'émission de phonons acoustiques associés (cf chapitre transport).

Ce modèle permet en outre d'établir une relation entre les fluctuations du nombre de paires créées et les fluctuations dans la partition de l'énergie déposée entre ionisation et émission de phonons. Afin de caractériser ces fluctuations, on introduit le facteur de Fano F , défini comme le rapport entre l'écart quadratique moyen et la moyenne du nombre de paires collectées N :

$$F = \frac{\langle (N - \bar{N})^2 \rangle}{\bar{N}} \quad (2.12)$$

Le modèle de Klein mène à l'expression approchée:

$$F = \left(1 - 2.8 \frac{E_G}{\epsilon}\right)^2 \quad (2.13)$$

d'où $F \approx 0.1$ pour le germanium. Les plus faibles valeurs obtenues expérimentalement donnent ≈ 0.13 . Les fluctuations considérées étant le facteur ultime limitant la résolution en énergie des détecteurs à ionisation, on voit qu'on est proche de l'optimum théorique.

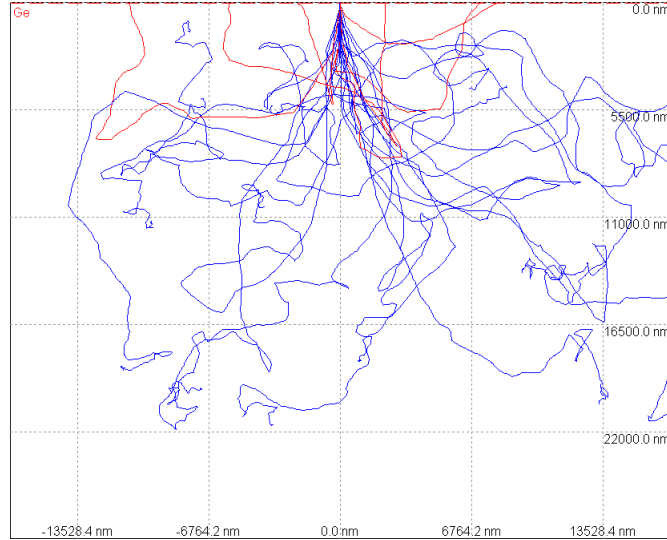


FIG. 2.14 – Trajectoires simulées de 20 électrons de 100 keV dans le germanium. On simule un faisceau d'électrons en incidence normale sur un échantillon de germanium. Les trajectoires rouges représentent les électrons rétrodiffusés sortant de l'échantillon. Le calcul est effectué avec le code *CASINO* [20]

2.7.2 Parcours moyen de l'électron primaire

Les diffusions successives subies par un électron dans l'absorbeur sont souvent accompagnées d'un transfert d'impulsion important. La trajectoire est donc loin d'être rectiligne. A une échelle de distance contenant seulement quelques collisions, on s'attend à une trajectoire tortueuse due aux fréquents changements de direction. A plus grande échelle, elle présente des points anguleux correspondant aux forts transferts d'impulsion, ainsi que des courbures importantes, effet statistique du cumul d'un grand nombre de petits angles de déflexion (cf fig.2.14). Cette caractéristique a d'ailleurs mené à la mauvaise interprétation de certains résultats dans les premières chambres de Wilson. La courbure d'abord interprétée comme un effet du champ magnétique appliqué, a pu être expliquée statistiquement dans le cadre d'une théorie des "collisions multiples" [15] [16]. Dans les milieux denses, la donnée expérimentale permettant de caractériser le pouvoir d'arrêt est la proportion du flux d'électrons incidents parvenant à traverser une épaisseur donnée de matériau. On n'a donc accès qu'à une distance projetée le long de la direction du faisceau incident: la longueur totale de la trajectoire est jusqu'à quatre fois plus grande que l'épaisseur d'absorbeur traversée [17]. Le parcours projeté le long de la direction incidente R ("range") correspond en général à l'épaisseur pour laquelle 50% des électrons sont absorbés. On le définit empiriquement par une relation du type [24]:

$$R_{exp} = \frac{K}{\rho} E_0^\gamma = 1.2 \cdot 10^{-2} E_0^{1.68} \quad (2.14)$$

où E_0 est l'énergie des électrons du faisceau incident, ρ est la densité de l'absorbeur en g/cm³ (=5.32 pour Ge), K est une constante indépendante du matériau, et γ varie de 1.2 à 1.7. D'après [24], on prend $K=0.064$ et $\gamma = 1.68$ pour Ge.

2.7.3 Energie déposée en 1D

La quantité d'énergie dissipée pour une profondeur x donnée doit tenir compte de l'énergie perdue par rétrodiffusion en chaque point. Dans ce modèle, la coordonnée $x=0$ correspond à la surface de l'échantillon soumis au faisceau d'électrons. Pour notre cas, elle représentera l'endroit d'émission du photoélectron. On a:

$$E_A(x) = E_0 - \eta_T(x)E(x) - \eta_B(x)E_B \quad (2.15)$$

où $E_A(x)$ est l'énergie absorbée entre 0 et x , $E(x)$ est l'énergie des électrons transmis, et E_B est l'énergie moyenne des électrons rétrodiffusés. η_T et η_B sont respectivement la proportion d'électrons incidents transmise et

rétrodiffusée. L'expression de ces paramètres donnés dans [19], en prenant $\frac{E_B}{E_0} = 0.7$ pour le germanium, mènent aux graphes de la figure 2.15. Ils représentent l'énergie absorbée par unité de distance $\frac{dE_a}{dx}$. Ces courbes n'ont qu'une valeur qualitative étant donné l'incertitude sur le paramètre $\frac{E_B}{E_0}$ et la définition du paramètre "Range" R. Elles montrent cependant quelques caractéristiques principales, comme le dépôt moins dense à haute énergie. On notera en outre que le paramètre Range a tendance à surestimer la profondeur maximale du dépôt d'énergie.

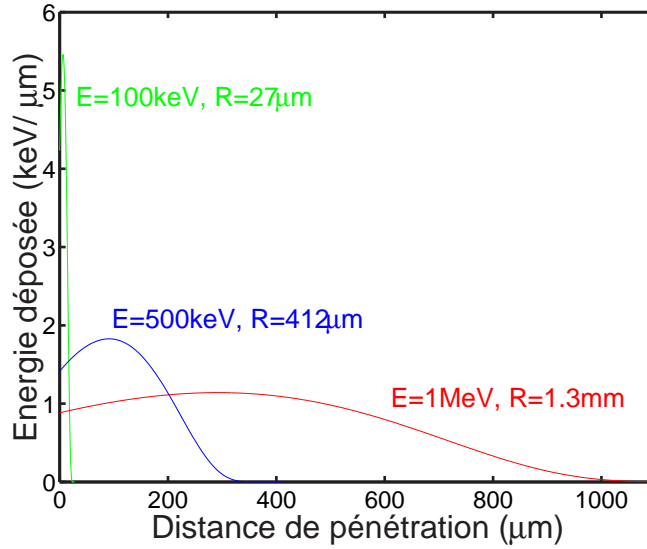


FIG. 2.15 – Énergie dissipée par μm en fonction de la profondeur de pénétration, pour un électron de 100keV, 500keV et 1MeV, d'après les relations données dans [19] (cf. texte)

2.7.4 Densités typiques de paires électron-trou

Le nombre de paires générées par un photoélectron d'énergie donnée, divisée par le volume de la sphère de diamètre R_{exp} nous donne une évaluation de la densité moyenne de paires dans le nuage de charges initial. On a vu dans les paragraphes précédents les expressions permettant de décrire les pertes d'énergie linéiques d'un électron dans le germanium. Elles ne nous disent rien sur la répartition des pertes d'énergie dans le plan transverse à la direction incidente. Deux phénomènes principaux gouvernent cette répartition: les diffusions multiples rendant la trajectoire non rectiligne et la génération d'électrons secondaires. Tous deux permettent un dépôt d'énergie

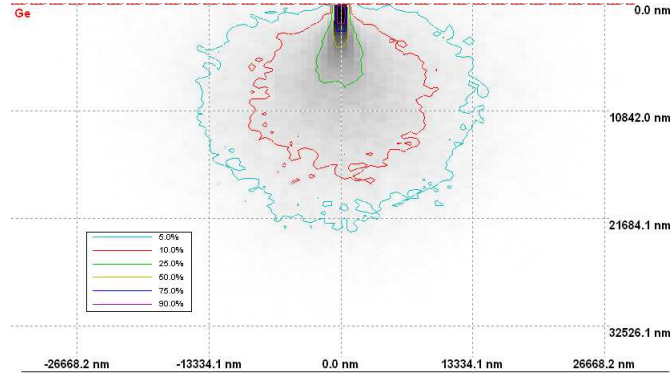


FIG. 2.16 – Énergie moyenne des électrons transmis simulée par CASINO [20], pour un faisceau d'électrons de 100keV en incidence normale sur un échantillon de germanium. La moyenne est effectuée sur 10000 électrons.

loin de l'axe défini par la direction incidente. Pour traiter cet aspect, il est commode d'utiliser des codes de simulation Monte Carlo.

Deux codes ont été testés: Geant3[22] et Casino[20]:

- Le logiciel Geant, écrit pour la physique des détecteurs à haute énergie, permet théoriquement de prendre en compte les diffusions multiples et les électrons secondaires. Cependant, des simulations effectuées par Gerard Nollez (IAP) ont montré les limitations de l'exercice: faible statistique sur les électrons secondaires pour les basses énergies ($\approx 100\text{keV}$) et artefacts de simulation (dissipation d'énergie anormalement grande dans certaines zones à basse énergie). La version Geant3 utilisée apparaît en fait limitée dans la gamme d'énergie considérée pour deux raisons principales [21][22]: 1) les diffusions multiples y sont traitées par la théorie de Molière [23] qui est valable pour les petits angles de déflexion, autrement dit la méthode est limitée à basse énergie; 2) au dessus de 10keV, il y a prise en compte explicite de l'émission d'électrons secondaires, en dessous les pertes sont traitées comme étant continues via la formule de Bethe-Bloch [14]. Ici on ne utilisera les résultats de Geant pour des énergies supérieures à 500keV.
- Le logiciel Casino à l'inverse, est destiné à la simulation de faisceaux d'électrons de basse énergie (0.1 à 30keV) utilisés en microscopie électronique. Il ne traite pas explicitement la génération d'électrons secondaires, mais incorpore les sections efficaces des différentes interactions (ionisation et diffusion élastique) dans un code de type Monte Carlo. On obtient par cette méthode une carte des dépôts d'énergie de l'électron primaire seul. Cette carte correspond donc aux premiers stades

du dépôt d'énergie, et ne prend pas en compte la dissipation de cette énergie aux stades suivants. L'énergie déposée dans un certain volume par l'électron primaire sera diluée et transportée hors du volume par les électrons secondaires, qui emportent une fraction importante de l'énergie initiale. On utilisera donc les résultats donnés par Casino essentiellement à basse énergie ($E < 50\text{keV}$), en les interprétant comme une borne supérieure à la densité de porteur.

Avec chacun des deux codes, on somme le dépôt d'énergie de quelques milliers d'électrons d'énergie et de direction incidente donnée. On définit ensuite deux zones d'interaction: la zone dans laquelle l'électron a déposé en moyenne 10% de son énergie initiale, et celle où il a déposé 90%. On calcule ensuite la densité de paires moyenne dans chacune des deux zones. Les résultats sont représentés figure 2.17, ainsi que la densité estimée en répartissant les paires de manière homogène dans une boule de diamètre R_{exp} (cf. paragraphe 2.7.2). On a un écart important entre cette densité et la densité évaluée dans la zone à 90% d'énergie déposée par Monte Carlo. La densité calculée suivant R_{exp} constitue cependant une bonne approximation en ordre de grandeur. On notera toutefois que les densités rencontrées dans la zone à 10% d'énergie déposée sont plus grandes. Du fait de la dépendance du pouvoir d'arrêt à l'énergie, on a un dépôt d'énergie inhomogène et des densités plus fortes près de l'endroit d'émission de l'électron primaire.

2.7.5 Séparation des paires dans le champ de collecte

Considérons le nuage de paires électron-trou généré par le dépôt d'énergie de l'électron incident. Suivant la densité et la distribution en énergie des porteurs, le champ de collecte est plus ou moins efficacement écranté. Pour un écrantage assez fort, les porteurs à l'intérieur du nuage ne subissent pas le champ appliqué. Seuls les charges à la périphérie sont efficacement séparées du reste du nuage, l'épaisseur de la couche concernées étant liées à la longueur de Debye caractérisant la profondeur de pénétration du champ. On a alors collecte des porteurs par "érosion" progressive du nuage. Cet "effet plasma" est bien marqué dans le cas du dépôt d'énergie par des alphas, générant des densités de charges de l'ordre de $10^{16}/\text{cm}^3$. L'étape d'érosion donne une allure caractéristique aux signaux d'ionisation, et augmente significativement le temps de montée. La durée de cette étape, liée au "temps de vie" du plasma, est modélisée dans [29]. Dans le cas du dépôt d'énergie par un électron, on atteint une densité du même ordre pour des énergies assez basses ($\approx 10\text{keV}$). Etant données les incertitudes concernant cette densité, et le peu de renseignements concernant la distribution en énergie des porteurs, l'application du modèle décrit dans [29] à notre cas s'avère problématique,

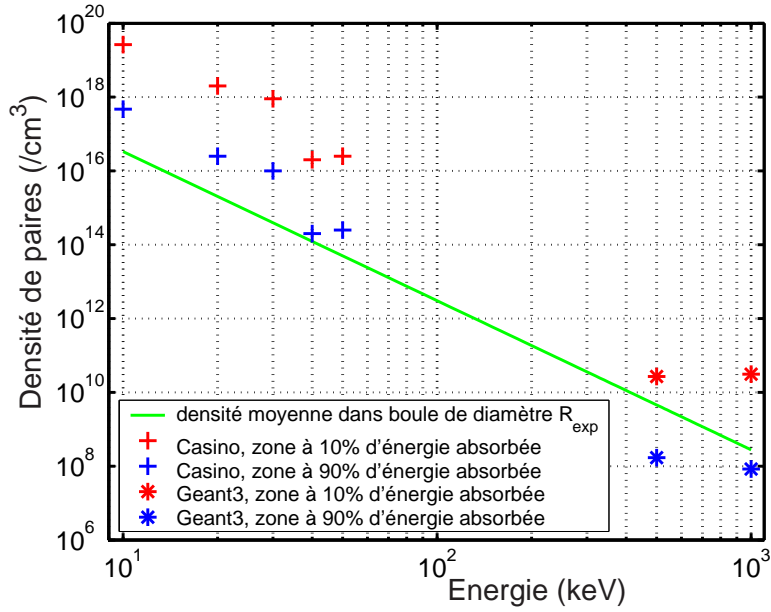


FIG. 2.17 – Densité de porteurs libres générés en fonction de l'énergie de l'électron incident d'après les calculs effectués avec Géant3 et Casino, pour les deux zones d'interaction correspondant respectivement à 10% et 90% de l'énergie initiale déposée (cf légende). La ligne continue est la densité calculée sur la base d'un volume d'interaction sphérique de diamètre R_{exp} exprimé par la relation 2.14 dans le texte.

tout comme l'est le calcul d'une longueur de Debye. On dispose cependant d'indications expérimentales claires, contraignant la durée de cette phase plasma. En effet, aucune phase d'érosion n'est visible dans les mesures de charge résolues en temps des détecteurs testés (elle est en revanche nette dans le cas d'une irradiation par des alphas) [30] (voir également [28]). On en conclut que la phase d'érosion est inférieure à la résolution de la mesure (≈ 10 ns), et petite devant la durée caractéristique de la collecte (quelques centaines de nanosecondes).

Chapitre 3

Simulation du transport et de la mesure de charge

3.1 Introduction

3.1.1 Cadre général

Les résultats des expériences EDELWEISS et CDMS ont montré l'efficacité d'une discrimination du fond radioactif basée sur la mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur. Cependant, étant donné la sensibilité requise pour contraindre efficacement les sections efficaces des WIMPs, la mesure d'ionisation apparaît comme un des principaux facteurs limitants. En effet, l'existence d'une zone morte où la collecte de charges est compromise mène à la sous-estimation de la quantité de charges libérée lors d'un dépôt d'énergie proche des électrodes ($\approx 10\mu\text{m}$ [42]). Ainsi les rayonnements ionisants peu pénétrants tels que les électrons, les alphas et les gamma de basse énergie sont susceptibles de passer pour des événements de type recul nucléaire, d'où l'existence d'un fond de faux événements WIMPs qui limitent la sensibilité de l'expérience. L'ajout d'une sous-couche amorphe entre électrodes et cristal de Ge a grandement amélioré les performances des détecteurs, réduisant la fraction d'événements mal collectés de $\approx 1\%$ à ≈ 1 pour mille [41][43][44]. Pour explorer les domaines d'intérêts prévues par les modèles supersymétriques, il faut toutefois pousser plus loin ces performances, et la mise en place d'une méthode de rejet actif des événements trop proches des électrodes est apparue indispensable. Le développement d'une électronique permettant une mesure de charge résolue en temps et d'un outil de simulation du transport, permet d'appréhender deux problématiques étroitement liées: localisation des événements dans le but de rejeter les événements proches des électrodes, la compréhension de la physique de la mesure d'ionisation.

3.1.2 Spécificités du code de simulation

Comparés aux détecteurs semiconducteur conventionnels, les bolomètres Ge utilisés dans EDELWEISS sont caractérisés par l'utilisation de très basses températures ($\approx 20\text{mK}$) et de faibles champs de collecte ($\approx 1\text{V/cm}$). Ces conditions physiques particulières nécessitent la prise en compte de plusieurs facteurs par le code de simulation:

- Le transport des charges dévie significativement du régime ohmique (cf. paragraphe 2.3), on perd donc la relation linéaire entre vitesse des porteurs et champ de collecte, et les effets d'anisotropie peuvent être importants (paragraphe 3.4).
- Aux faibles champs de collecte employés, la répulsion coulombienne entre porteurs du même signe joue un rôle significatif et doit être prise en compte pour décrire correctement l'évolution des paquets de charges au cours de la collecte (paragraphe 3.3.3).
- Aux basses températures employées, un porteur piégé sur une impureté a une probabilité négligeable d'être réémis. Ainsi, même si le Ge ultra-pur contient très peu d'impuretés, on a sous irradiation la constitution progressive d'une charge d'espace. Comme les champs de collecte sont faibles, une quantité de charge piégée (sur les surfaces libres ou en volume) relativement petite suffit à induire un contre-champ perturbant le champ de collecte appliqué et compromettant la qualité de la collecte. La simulation doit donc offrir la possibilité de prendre en compte diverses distributions de charges (volumiques ou surfaciques) (paragraphe 3.3.2).

Le code de simulation présenté dans ce chapitre a été développé par Alexandre Broniatowski [30]. Il permet la prise en compte de tous ces paramètres spécifiques à la mesure d'ionisation dans les détecteurs EDELWEISS. On dispose ainsi d'un outil complet réunissant la simulation des dépôts d'énergie sous irradiation, le transport des charges jusqu'aux électrodes de collecte, et la formation des signaux d'ionisation.

3.1.3 Ingrédients de la simulation

Les données d'entrée de la simulation du transport sont la carte du champ électrique dans le détecteur (dépendant de la géométrie des électrodes, de la tension appliquée et d'une éventuelle charge d'espace), les lois de vitesses faisant le lien entre ce champ et la vitesse des porteurs, et la distribution des potentiels de Ramo permettant un calcul simple de la charge induite sur les électrodes de mesure (cf. paragraphe 3.5). Une fois ces éléments assemblés, on spécifie au programme un lieu et une énergie caractérisant l'évènement

simulé. On récupère en sortie les valeurs des charges nettes collectées sur les électrodes, les formes résolues en temps des signaux ionisation ainsi que l'effet Luke.

3.1.4 Géométrie des détecteurs étudiés

Deux géométries différentes sont employées dans cette étude (cf. figure 3.1):

- **Détecteurs tests:** Ce sont des détecteurs cylindriques (diamètre 2cm, hauteur 1cm), équipés d'électrodes en niobium. La préparation des cristaux et la mise en place des électrodes par évaporation est effectuée au CSNSM. Pour notre étude, la principale caractéristique de cette géométrie est la présence d'une surface latérale non couverte par les électrodes.
- **Détecteurs EDELWEISS:** On a également une symétrie cylindrique, mais le monocristal cylindrique d'origine est biseauté et équipé d'électrodes en aluminium. L'électrode garde couvre la majeure partie du biseau. On a ainsi moins de surfaces libres que dans les détecteurs tests, et l'intérieur du détecteur est plus efficacement écranté par les électrodes.

3.2 Conditions initiales

3.2.1 Modélisation de l'interaction gamma/matière

Le lieu et l'intensité du dépôt d'énergie est soit spécifié par l'utilisateur, soit calculé pour suivre une distribution caractérisant la source radioactive et la géométrie employée. Les processus à considérer sont l'effet photoélectrique et la diffusion Compton (cf. paragraphe 2.4). Pour une position de source donnée, la statistique des dépôts d'énergie peut être calculée par un sous-programme Matlab qui tient compte de l'effet photoélectrique et de la diffusion Compton dans l'absorbeur (mais ne rend pas compte des diffusions Compton ayant lieu dans les matériaux environnants). Pour un rayonnement de faible énergie (typiquement $<100\text{keV}$), et/ou un détecteur de petite taille, on s'en tiendra à l'effet photoélectrique. Pour les problèmes appelant une description plus précise de la géométrie du système (exemple: calibration des détecteurs EDELWEISS, pour laquelle on prend en compte les principales structures du cryostat et surtout le blindage Pb environnant), on utilise des simulations GEANT3 effectuées par Gerard Nollez (IAP).

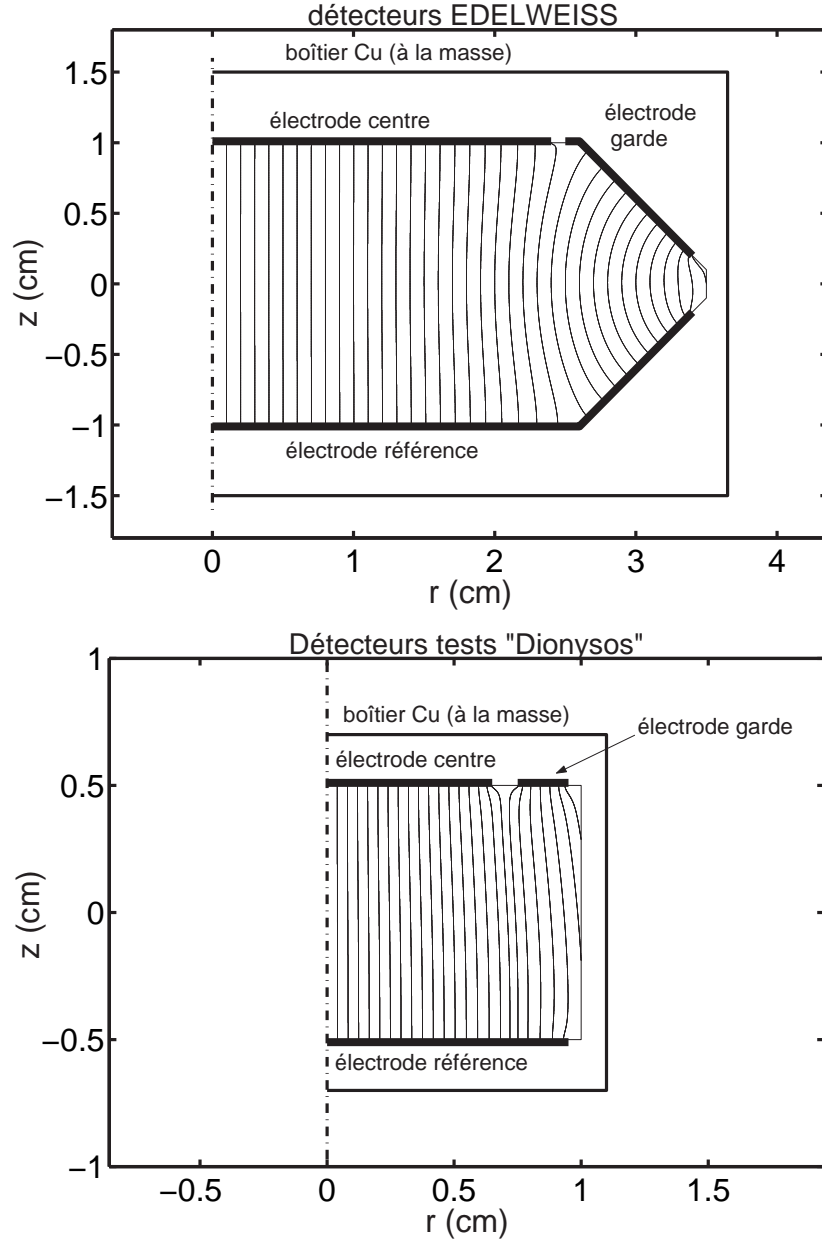


FIG. 3.1 – Géométrie des détecteurs étudiés et lignes de champs: dans les détecteurs EDELWEISS (figure du haut) et les détecteurs tests Dionysos (figure du bas). Les électrodes centre et garde sont élevées au même potentiel, l'électrode référence et le boîtier en cuivre doré sont à la masse.

3.2.2 Distribution spatiale des porteurs

Une fois le lieu du dépôt d'une énergie E_{dep} défini, le code répartit E_{dep}/ϵ électrons ($\epsilon=3\text{eV}$ pour Ge) suivant une distribution uniforme, à l'intérieur d'une boule de diamètre $R_{exp}(E_{dep})$ (où R_{exp} est la profondeur de pénétration moyenne de l'électron primaire cf. paragraphe 2.7.2). On procède de même pour les trous, répartis dans une boule séparée: les deux boules sont décalées l'une par rapport à l'autre d'une distance de l'ordre de R_{exp} le long de la ligne de champ passant par le lieu du dépôt d'énergie. La simulation du transport part donc d'un état où les électrons et les trous sont déjà séparés par le champ (cf 2.7.5). Tant que les dimensions caractéristiques de la zone de dépôt d'énergie sont petites devant celles du détecteur, le détail de la distribution de densité des porteurs aura également une influence négligeable sur la simulation du transport. De plus, l'allure des dépôts d'énergie simulés montre qu'à basse énergie l'approximation sphérique est satisfaisante (cf. figure 2.14).

N.B: Vers les hautes énergies, les petits angles de diffusion sont favorisés, et le lieu du dépôt prend une allure plus étirée le long de la direction d'incidence. A 1 MeV par exemple, $R_{exp}=1.3\text{mm}$, pour une largeur d'environ 0.8mm d'après les simulations Géant: on commence à considérer des longueurs non négligeables devant la taille du détecteur, qui pourraient avoir une influence pour des applications nécessitant une localisation précise des événements de haute énergie (ex: étude de la désintégration double bêta, cf. paragraphe 3.6).

3.2.3 Distribution en énergie

L'établissement d'un équilibre thermodynamique dans le nuage de charges initial (avant séparation des paires par le champ de collecte) n'est pas assuré (cf. paragraphe 2.3.1), et on ne connaît pas la distribution en énergie initiale des porteurs. Une détermination expérimentale de ces paramètres est clairement en dehors du cadre de la présente étude, les temps mis en jeu étant bien inférieurs à la nanoseconde, tout comme l'est une description théorique fine. On a toutefois vu qu'une des dernières étapes de la dissipation de l'énergie des porteurs (émission de phonons acoustiques, cf. paragraphe 2.6) les laisse avec une vitesse de l'ordre de la vitesse du son ($\approx 5 \times 10^5\text{cm/s}$ dans Ge), inférieure aux vitesses de dérive sous champ électrique (quelques 10^6cm/s). Les porteurs simulés sont donc supposés avoir une vitesse initiale nulle.

3.3 Champ électrique dans le détecteur

3.3.1 Champ de collecte

Il est de l'ordre de quelques V/cm. Le calcul du champ de collecte dans le détecteur est effectué par la PDE toolbox de Matlab (Partial Differential Equations), basée sur une méthode classique d'éléments finis, et bénéficiant d'un maillage adaptatif. C'est un maillage triangulaire, qu'on transpose dans un maillage rectangulaire par interpolation bilinéaire. Au cours de la simulation, on utilise également l'interpolation pour calculer le champ en un point quelconque du détecteur. On utilise généralement des grilles d'une précision de ≈ 10 à $100\mu\text{m}$. Avec des vitesses de l'ordre de 10^6cm/s , un pas de $10\mu\text{m}$ correspond à une durée de 1ns, incrément de temps typique utilisé entre les positions successives des charges (cf. paragraphe 3.4.1). Une plus grande précision apparaît inutile pour une bonne description du trajet des porteurs, et pénaliserait le temps de calcul. L'interpolation effectuée en chaque point de la trajectoire des porteurs est la fonction la plus souvent appelée et une des étapes les plus gourmandes en temps de calcul. Le développement d'une routine d'interpolation bilinéaire en C, incorporé dans une fonction matlab, permet de gagner un facteur ≈ 5 sur le temps de calcul.

3.3.2 Charge d'espace dûe au piégeage

Etant donné les faibles champs de collecte utilisés, il suffit d'une quantité de charge relativement faible pour développer un contre-champ significatif. Une densité volumique de charge de l'ordre de 10^6charges/cm^3 , une densité surfacique de l'ordre de 10^7charges/cm^2 , suffisent à perturber appréciablement le champ appliqué. La PDE toolbox permet de spécifier une distribution de charge volumique quelconque, qui sera prise en compte pour le calcul du champ total dans le détecteur. Une densité de charge surfacique est modélisée par une densité volumique équivalente, dans une zone de faible épaisseur près des surfaces ($\approx 100\mu\text{m}$ d'épaisseur étant donné les dimensions caractéristiques de la grille de calcul).

3.3.3 Interaction entre porteurs

Une des options du code de simulation est la prise en compte de l'interaction coulombienne entre porteurs. Une fois les deux types de porteurs séparés par le champ de collecte, on a une interaction répulsive entre charges du même signe. La simulation et la comparaison aux expériences montrent l'importance de la prise en compte de cet effet pour une bonne description des événements mixtes. Sous l'effet du champ répulsif, le paquet de charges tend à s'étendre, favorisant le partage des charges entre les deux électrodes centre

et garde. Pour un photon de 122keV dans le germanium, le dépôt d'énergie se fait sur une longueur caractéristique de quelques dizaines de microns. En supposant les charges regroupées dans une sphère ayant ce diamètre, on a une distance moyenne entre porteurs de l'ordre du micron. Une fois que le champ de collecte a séparé les paires électron-trou, on en déduit un champ moyen entre porteurs du même signe de l'ordre du V/cm comparable au champ appliqué. Notons que la diffusion mène au même type d'effet. Cependant, le rayon du nuage de charges sous l'effet de la diffusion évolue en $(Dt)^{\frac{1}{2}}$, où D est le coefficient de diffusion, et en $\left(\frac{(2\beta+1)\alpha(Nq)^\beta t}{\epsilon^\beta}\right)^{\frac{1}{2\beta+1}}$ par répulsion coulombienne (q charge élémentaire, N nombre de porteurs, ϵ constante diélectrique) pour une loi de vitesse de la forme $v = \alpha E^\beta$ (v vitesse de drift, E champ électrique). Dans notre cas, $\beta \approx 0.3$ (cf. paramétrisation des lois de vitesse paragraphe 3.4.1), la répulsion coulombienne est prépondérante, d'autant plus que l'on regarde aux petits t et aux grands N (i.e. à haute énergie). La simulation ne tient donc pas compte de la diffusion. Le nuage d'électrons atteint une taille millimétrique en quelques centaines de nanosecondes, soit un temps de collecte typique (cf. figure 3.2). A chaque pas du calcul, le code évalue pour une charge donnée le champ induit par toutes les autres charges du même signe. C'est une étape gourmande en temps de calcul, proportionnel au carré du nombre de charge considéré.

La comparaison avec un modèle de boule uniformément chargée en expansion montre qu'on arrive à une description satisfaisante en considérant une centaine de charges élémentaires. Pour une énergie typique de 100keV, on a ≈ 33000 paires électrons-trous générées. La prise en compte de toutes les charges nécessiterait le développement d'un code de calcul N -corps (méthodes tree-code, particle-mesh,...[31]) pour un temps de calcul raisonnable. Pour les problèmes étudiés, une modélisation aussi fine est inutile, on se limite donc à une centaine de charges élémentaires simulées, pour un temps de calcul typique de 1min/événement.

3.3.4 Importance de l'environnement et de la géométrie

L'environnement immédiat du détecteur est constitué du support et du boîtier. Ce boîtier étant à potentiel fixé (i.e. à la masse), il constitue la seule zone environnante susceptible d'avoir une influence sur l'intérieur du détecteur, du point de vue de l'électrostatique. La taille de cette boîte, autrement dit la proximité de la masse, est un paramètre important. Elle joue peu par rapport aux faces supérieures et inférieures du bolomètre, ces surfaces étant pratiquement intégralement recouvertes par des électrodes métalliques qui réalise un écrantage efficace. Cet écrantage est toutefois moins efficace vers l'anneau non recouvert séparant le centre et la garde, d'où une possible in-

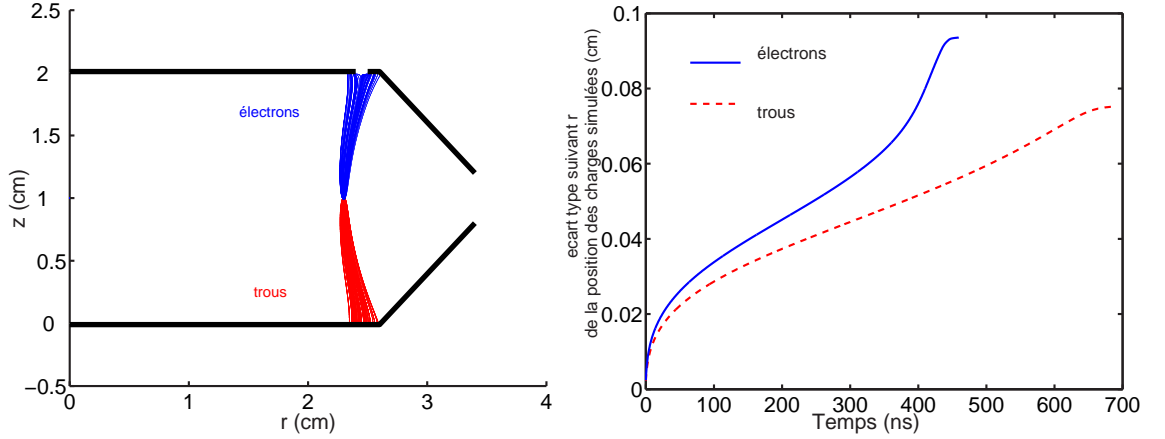


FIG. 3.2 – Simulation des trajectoires de 100 paquets de charges pour un évènement de 122keV (diamètre du nuage de charge initial $\approx 80\mu m$), dans la géométrie EDELWEISS avec une tension de collecte de +4V. Pour la position de l'évènement représenté ($r=2.3cm$, $z=1cm$), la prise en compte de l'interaction entre porteurs est particulièrement importante car elle mène au partage du nuage d'électrons entre centre et garde. Gauche: trajectoires simulées. Droite: évolution de l'écart-type (comme indicateur de la taille du nuage de charges) des positions des charges simulées suivant la coordonnée radiale au cours du temps.

fluence du boîtier sur la configuration des lignes de champs près de cette zone. Le présence du boîtier exerce en fait l'influence la plus importante sur la partie latérale du détecteur. Dans la géométrie des détecteurs tests, cette surface latérale met le cristal de Ge en regard direct de la masse. Le diamètre du boîtier jouera donc un rôle, d'une part sur la proportion des lignes de champs aboutissant à la surface, d'autre part sur la distribution des potentiels de Ramo le long de cette surface. Concernant le premier point, une boîte de diamètre plus petit signifie une masse plus proche, qui "attire" plus efficacement les lignes de champs (cf. figure 3.1). La présence de ces lignes de champs passant pas des surfaces libres de Ge joue un rôle essentiel dans la constitution d'une charge piégée surfacique comme on le verra dans le chapitre consacré au piégeage en surface. Quant à l'influence sur les potentiels de Ramo, elle se traduit par une différence dans la charge nette mesurée suivant que la masse est proche ou non (dans le cas d'un évènement pour lequel une partie des porteurs terminent leur parcours sur la surface libre. Si la totalité des porteurs sont collectés dans les électrodes métalliques, il n'y a pas d'influence du boîtier, le potentiel de Ramo des électrodes de collecte

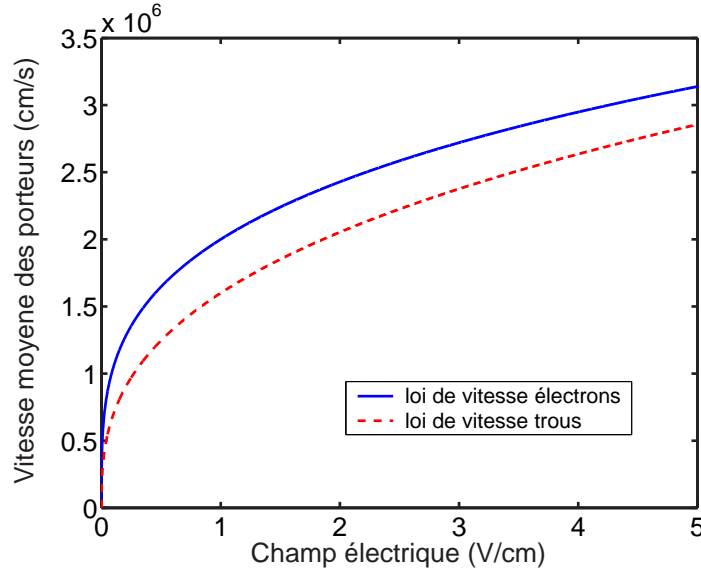


FIG. 3.3 – Loïs de vitesse utilisées dans le code de simulation pour les électrons et les trous. Les signes (+) et (*) représentent les vitesses déterminées expérimentalement dans le détecteur EDELWEISS GSA1.

étant par définition fixé à 0 ou 1). Dans la géométrie des détecteurs EDELWEISS, l'influence du boîtier est moindre. En effet, ceux-ci ont beaucoup moins de surfaces libres, et l'intérieur du détecteur est efficacement écranté.

3.4 Simulation du transport

3.4.1 Loïs de vitesse

Les données publiées se limitent à des lois de vitesse pour des températures d'absorbeur supérieures à 8K (cf. 2.3.3). Les lois de vitesses utilisées sont basées sur les données expérimentales des figures 2.7(trous) et 2.6 (électrons), à 8K et dans la direction [100]. On a une bonne approximation avec les lois:

$$v_e = 2 \times 10^6 \cdot E^{0.28} \quad (3.1)$$

$$v_h = 1.2 \times 10^6 \cdot E^{0.36} \quad (3.2)$$

où v_e et v_h sont les vitesses de drift des électrons et des trous en cm/s, soumis à un champ E exprimé en V/cm. Les vitesses ont été mesurées à basse température dans nos conditions expérimentales, et sont un peu plus élevées

que les valeurs publiées à 8K [45]. Pour les problèmes abordés dans cette thèse, on analyse les données expérimentales de temps de montée de manière comparative. Par conséquent, la forme détaillée des lois de vitesse est sans influence sur les conclusions tirées (en revanche, la connaissance précise des lois de vitesse est indispensable pour l'analyse de forme des signaux dans les applications à la localisation des événements). En pratique, la position et la vitesse d'un porteur est calculée suivant un pas en temps Δt . Les temps de relaxation typiques de l'énergie à 8K et pour des champs de $\approx 1\text{V/cm}$ sont de l'ordre de la nanoseconde (cf figure 2.5). L'utilisation d'un pas de temps très inférieur à la nanoseconde est donc physiquement irréaliste. On utilisera en général un Δt de l'ordre de la nanoseconde, ce qui correspond à quelques centaines de pas de calcul pour un événement.

3.4.2 Anisotropie

Dans l'état actuel, on sait modéliser l'anisotropie des électrons jusqu'à 8K seulement, mais pas celle des trous. On n'en tiendra pas compte dans le cadre de cette thèse, en s'en tenant à l'approximation isotrope. Cette approximation est bien justifiée dans le volume du détecteur, le champ étant suivant la direction [100] de haute symétrie. La véritable question concerne plutôt les zones périphériques du détecteur, où le champ a un caractère inhomogène. Pour estimer les effets de l'anisotropie, on peut prendre comme base de comparaison le cas des détecteurs en germanium ultra-pur des expériences de tracking gamma (EUROBALL, AGATHA, GRETA) qui fonctionnent à 77K. Les calculs prenant en compte l'effet Sasaki [46][47] montrent des écarts de l'ordre du mm entre les lignes de champs dans le détecteur et la trajectoire réellement suivie par les porteurs (l'effet est d'autant plus important dans les détecteurs à géométrie coaxial utilisés), ce qui montre l'importance de ces effets même à des températures bien plus élevées que les nôtres (la comparaison directe avec nos conditions est cependant impossible, les champs utilisés étant bien supérieur au V/cm).

3.5 Synthèse des signaux ionisation

Une fois que la carte du champ électrique dans le détecteur est calculée, on peut simuler le déplacement des porteurs grâce aux lois de vitesse. Il reste maintenant à déduire l'évolution de la charge induite dans les électrodes de mesure (centre et garde) correspondant à ce déplacement de charges.

3.5.1 Théorème de Ramo

Soit un ensemble de N corps conducteurs et une charge q en mouvement de vitesse \vec{v} et placée au point M . Le théorème de Ramo [48][49][50] stipule que le courant i_k induit sur l'électrode k ($k=1..N$) s'exprime par:

$$i_k = q\vec{v} \cdot \vec{Er}_k(M) \quad (3.3)$$

\vec{Er}_k est le "champ de Ramo". C'est le champ produit lorsque toutes les électrodes sont au potentiel 0, sauf l'électrode k qui est élevée au potentiel 1. L'intégration de cette expression donne la charge Q_k induite dans l'électrode k :

$$Q_k = -qVr_k(M) + C \quad (3.4)$$

où C est une constante et Vr_k est le potentiel de Ramo (quantité sans dimension), calculé dans les mêmes conditions que Er_k . Calculons la charge Q_c (resp. Q_g) induite sur le centre (resp. sur la garde) par une paire électron-trou à un instant t donné de la collecte. L'électron est supposé à la position $M_e(t)$, le trou à la position $M_h(t)$. Q_c (resp. Q_g) est la somme des contributions de l'électron et du trou:

$$\begin{aligned} Q_c(t) &= e(Vr_c(M_e(t)) - Vr_c(M_h(t))) \\ Q_g(t) &= e(Vr_g(M_e(t)) - Vr_g(M_h(t))) \end{aligned} \quad (3.5)$$

où e est la charge élémentaire, et Vr_c (resp. Vr_g) est le potentiel de Ramo dit centre (resp. garde), calculé en mettant les électrodes référence et garde à la masse et l'électrode centre à un potentiel unité (resp. référence et centre à la masse et garde à un potentiel unité). La charge induite à un instant donné de la collecte se ramène donc à une simple différence entre la valeur du potentiel de Ramo à la position courante des électrons et sa valeur à la position courante des trous.

3.5.2 Allure des signaux en 1D

La modélisation à une dimension donne une approche intuitive de la formation des signaux, et décrit relativement bien les événements ayant lieu près de l'axe de symétrie du détecteur. Notons cependant que cette approximation n'est plus du tout valable à mesure qu'on s'approche de la périphérie du détecteur du fait de la géométrie des champs de Ramo. Considérons N paires électron-trou, en mouvement dans un champ de collecte homogène. L'électrode référence est à la coordonnée $z=0$, l'électrode centre à $z=d$. L'électrode centre est élevée à un potentiel $V_{coll}>0$. On a donc une distribution du potentiel de Ramo $Vr_c(z)=\frac{z}{d}$, et un champ de Ramo $Er_c=\frac{1}{d}$. Les électrons ont

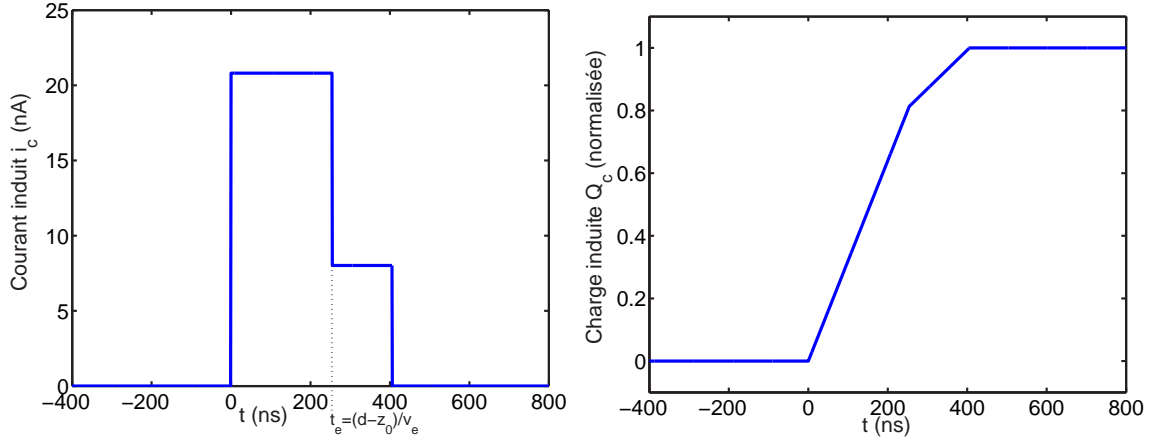


FIG. 3.4 – *Courant et charge induite dans l'électrode centre dans un modèle 1D d'après les relations 3.6 et 3.7, avec $d=1\text{cm}$, $z_0=0.5\text{cm}$ et une tension de collecte $V_{\text{coll}}=+1\text{V}$. On utilise les lois de vitesse présentées en 3.4.1 pour v_e et v_h . On a $z_0 > z_{eq} = 0.39\text{cm}$, les électrons sont donc collectés en premier (voir texte). Gauche: Courant induit dans l'électrode centre en fonction du temps ($t=0 \equiv$ instant du dépôt d'énergie) pour un évènement ionisant de 122keV . Droite: Charge normalisée en fonction du temps.*

une vitesse v_e et une position $z_e = z_0 + v_e t$, les trous une vitesse v_h et une position $z_h = z_0 - v_h t$ ($v_e > v_h$). Les électrons sont collectés à l'instant $t_e = \frac{d-z_0}{v_e}$, les trous à l'instant $t_h = \frac{z_0}{v_h}$. Pour un évènement ayant lieu à la coordonnée $z_{eq} = \frac{dv_h}{v_e+v_h}d$, les électrons et les trous mettent le même temps $t_{eq} = \frac{d}{v_e+v_h}$ à être collecté. Si $z_0 > z_{eq}$, $t_h > t_e$, les électrons sont collectés en premier. D'après la relation 3.5 on a:

$$\begin{aligned} i_c(t) &= Ne \frac{(v_e+v_h)}{d} & t < t_e \\ i_c(t) &= Ne \frac{v_h}{d} & t > t_e \end{aligned} \quad (3.6)$$

On a une première phase $t < t_e$ où les électrons et les trous participent à l'induction d'un courant constant dans l'électrode de mesure. Une fois les électrons collectés ($t > t_e$), ce courant diminue car seuls les trous participent (cf. figure 3.4). D'où une évolution de la charge induite:

$$\begin{aligned} Q_c(t) &= Ne \frac{v_e+v_h}{d} t & t < t_e \\ Q_c(t) &= Ne \left(\frac{v_h}{d} t + \frac{d-z_0}{d} \right) & t > t_e \end{aligned} \quad (3.7)$$

Inversement si $z_0 < z_{eq}$ les trous sont collectés en premier et $t_h < t_e$. Il suffit alors d'échanger v_e et v_h , t_e et t_h dans les relations 3.7 et 3.6.

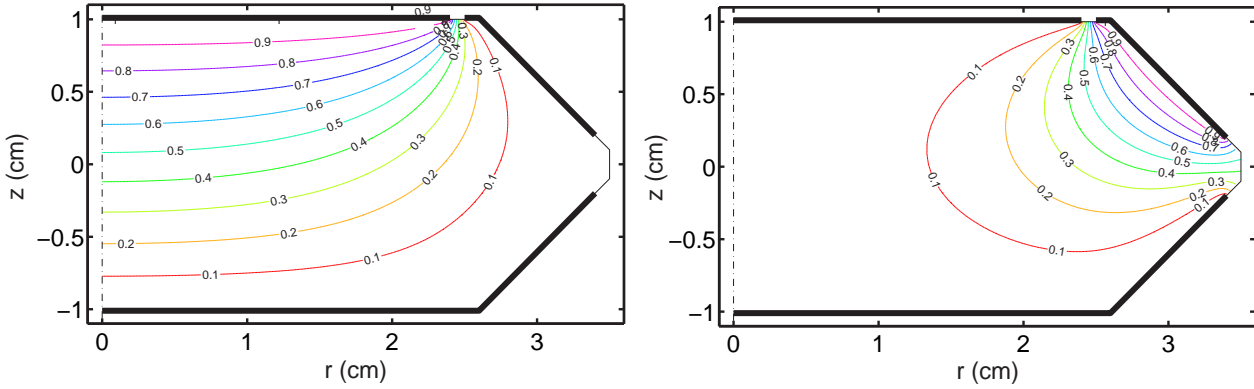


FIG. 3.5 – Lignes équipotentielles des potentiels de Ramo centre et garde dans la géométrie des détecteurs EDELWEISS. Gauche: potentiel de Ramo centre. Droite: potentiel de Ramo garde.

3.5.3 Allure des signaux d'après les simulations en 2D

Le détecteur étant à symétrie cylindrique (mis à part les imperfections du système réel tel que le centrage imparfait des électrodes centre et garde), on travaille dans un plan avec une coordonnée radiale r et une coordonnée de hauteur z . Les distributions des potentiels de Ramo centre et garde (cf. figure 3.5) sont calculées dans ce plan avec les mêmes outils utilisés pour calculer le champ électrique (cf. paragraphe 3.3.1). La figure 3.6 présente une carte des signaux charge simulés dans la géométrie des détecteurs EDELWEISS. On voit que le modèle 1D décrit précédemment ne suffit pas à décrire les signaux charge pour des événements loin de l'axe de symétrie. Les distributions des potentiels de Ramo et du potentiel électrique s'écartent de la simple distribution linéaire en fonction de z du modèle 1D à mesure qu'on s'écarte de l'axe de symétrie du détecteur (cf. figure 3.5). Il en résulte par exemple des signaux pouvant avoir une allure concave au lieu de convexe. Notons également qu'une modélisation en 2D est nécessaire pour décrire le signal transitoire garde (resp. centre) qui est présent même si l'évènement est collecté par l'électrode centre (resp. garde). Ce signal transitoire aboutit au bout du compte à une charge collectée nulle, mais contient des informations précieuses sur la position du dépôt d'énergie. On peut par exemple remarquer que le signe du transitoire garde est différent dans la partie haute et la partie basse du détecteur, cela concerne la coordonnée z . En outre, et toujours de manière qualitative, le transitoire garde est plus important à mesure qu'on s'écarte de l'axe de symétrie (car on s'approche alors de l'électrode garde, dans des zones où le potentiel de Ramo garde est de plus en plus grand),

d'où une information sur la coordonnée radiale r .

3.6 Localisation des événements par la voie ionisation

3.6.1 Utilisation des simulations pour la localisation des événements

L'idée directrice est de comparer les signaux ionisation expérimentaux de chaque événement avec un jeu de signaux simulés afin d'évaluer la position du dépôt d'énergie dans le détecteur. On utilise pour cela une procédure d'ajustement par la méthode des moindres carrés développée par A. Broniatowski qui ne sera pas décrite ici [72]. Notons seulement que la procédure d'ajustement est effectuée simultanément sur les deux voies centre et garde: même si une des deux voies mesure une charge totale collectée nulle, elle présentera un transitoire plus ou moins important et de nature différente suivant la position du dépôt d'énergie (cf. paragraphe précédent et figure 3.6). La prise en compte de ces transitoires peut de plus faciliter une étape importante de la procédure d'ajustement qui est le calage en temps des signaux. En théorie, l'instant du dépôt d'énergie est marqué par une discontinuité dans le courant induit mesuré, i.e. une voie charge qui passe brutalement de la ligne de base à un signal de pente non nulle (cf. figure 3.4). En pratique, l'identification de cet instant est rendue imprécise par plusieurs facteurs: bruit, filtrage du signal par l'électronique... De plus, la distribution des potentiels de Ramo eux-mêmes peut mener dans certaines zones à des signaux charge augmentant de manière progressive, d'où une incertitude sur l'instant du début de la collecte. La prise en compte des signaux transitoires des deux voies, pouvant présenter des front montant ou descendant assez raides, est donc d'une grande utilité.

3.6.2 Premiers résultats et améliorations futures de la localisation

Les expériences réalisées sur détecteurs test montrent une localisation avec une précision millimétrique pour des événements gamma de 122keV à collecte complète [30]. L'adaptation de l'électronique permettant la résolution en temps des signaux ionisation au montage EDELWEISS a également permis une première évaluation des possibilités de rejet des événements proches des électrodes [72]. La procédure d'identification par ajustement de la forme des signaux s'avère limitée en précision par le bruit de l'électronique de la chaîne de mesure. Il résulte cependant de cette procédure une évaluation relativement précise du temps de collecte de chaque événement.

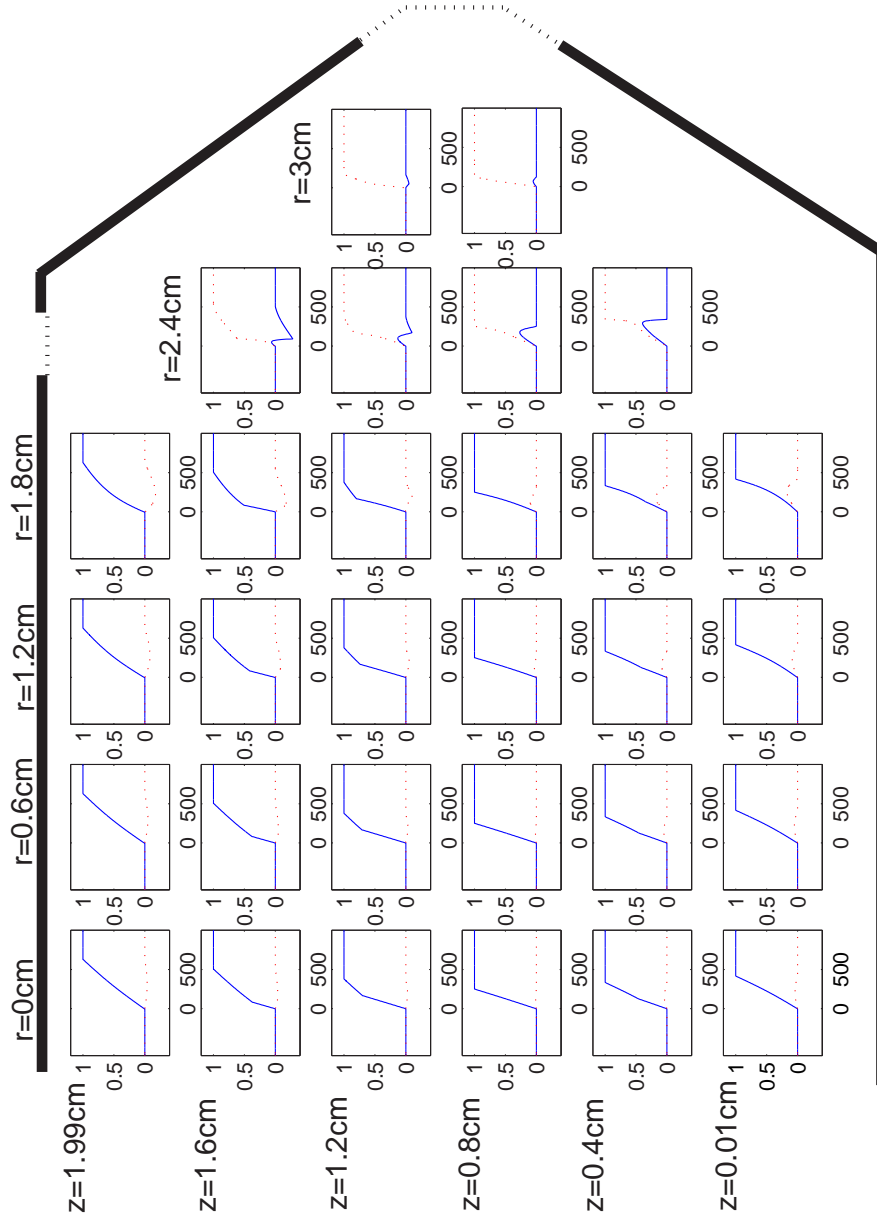


FIG. 3.6 – Carte de signaux de charge simulés suivant la position du dépôt d'énergie dans la géométrie des détecteurs EDELWEISS. La tension de collecte est de $+4V$. On a ici une représentation à symétrie cylindrique (r =coordonnée radiale, z =hauteur, $r=0 \equiv$ axe de symétrie, $z=0 \equiv$ électrode référence) La valeur de charge en ordonnée est normalisée, le temps indiqué en abscisse est en nanoseconde ($t=0 \equiv$ instant du dépôt d'énergie), traits pleins: signal voie centre, pointillés: signal voie garde.

Des coupures convenablement choisies sur la valeur de ce temps de collecte permettent de rejeter une forte proportion des événements mal collectés, au prix d’une réduction importante du volume fiduciel (de l’ordre de 50%). Le facteur limitant est le rapport signal sur bruit, qui limite la méthode à des énergies supérieures à $\approx 60\text{keV}$. Pour la détection de matière noire, le signal d’intérêt est justement attendu à basse énergie. Une amélioration du design du câblage est envisagée dans un premier temps. A plus long terme, l’utilisation de transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) à la place des FET pour le premier étage d’amplification est envisagée [74]. L’utilisation d’électrodes segmentées pour améliorer la technique de localisation est également en cours d’étude. A moyen terme, elle permettrait d’utiliser avantageusement les bolomètres NbSi déjà développés et équipés d’électrode en peigne. On aurait alors dans le même détecteur une localisation basée sur la détection des phonons athermiques par les couches thermométriques NbSi [52] et une autre sur la voie ionisation. Notons enfin que la méthode de localisation pourrait être employée pour des expériences de détection de la désintégration double bêta sans neutrino, dont l’énergie caractéristique de l’ordre du MeV assure un rapport signal sur bruit confortable [51]. La bande passante du dispositif est un paramètre moins critique: les temps de collecte observés dans les détecteurs EDELWEISS varient entre $\approx 400\text{ns}$ et $1\mu\text{s}$, temps caractéristiques assez grands pour qu’une bande passante de quelques Mhz suffise à l’analyse de forme des signaux d’ionisation.

Chapitre 4

Acquisition et analyse des signaux ionisation

4.1 Chaîne d'acquisition

4.1.1 Amplification de charge

On utilise un amplificateur bas-bruit permettant une mesure résolue en temps des signaux charge, et notamment la mesure des temps de montée. C'est un amplificateur de charge à contre-réaction (feedback) basé sur le composant Amptek A250 (cf. figure 4.1). L'étage d'entrée assurant la pré-amplification est un FET fonctionnant à 130K (optimum du rapport signal sur bruit). Le A250 permet des temps de montée de ≈ 10 à 100ns suivant le type du FET d'entrée, la capacité de contre-réaction et celle du détecteur (y compris le câble de liaison au FET, $\approx 60\text{pF}$ en tout). Le feedback agit comme un passe haut de constante de temps $\tau = R_f C_f$. Sur le montage EDELWEISS, on a $R_f=50\text{M}\Omega$, $C_f \approx 2\text{pF}$, d'où $\tau \approx 100\mu\text{s}$. Sur le montage d'Orsay avec détecteurs tests, $R_f=150\text{M}\Omega$, $C_f \approx 1\text{pF}$, d'où $\tau \approx 150\mu\text{s}$. Le feedback permet l'évacuation de la charge collectée afin de restaurer la ligne de base et éviter l'empilement des pulses ionisation (pile-up). Il est situé dans la chambre de dilution afin de réduire au maximum le bruit Johnson dû à R_f . Deux post-amplis de gain 10 assurent un niveau de sortie suffisant pour s'affranchir des parasites entre la sortie de la chaîne d'amplification et l'oscilloscope numérique.

4.1.2 Ajustement de la capacité de compensation

Le A250 comporte une entrée réservée à la compensation en fréquence. Cette compensation est utilisée dans les amplificateurs à fort gain pour éviter les instabilités du système. En connectant une capacité (de l'ordre de

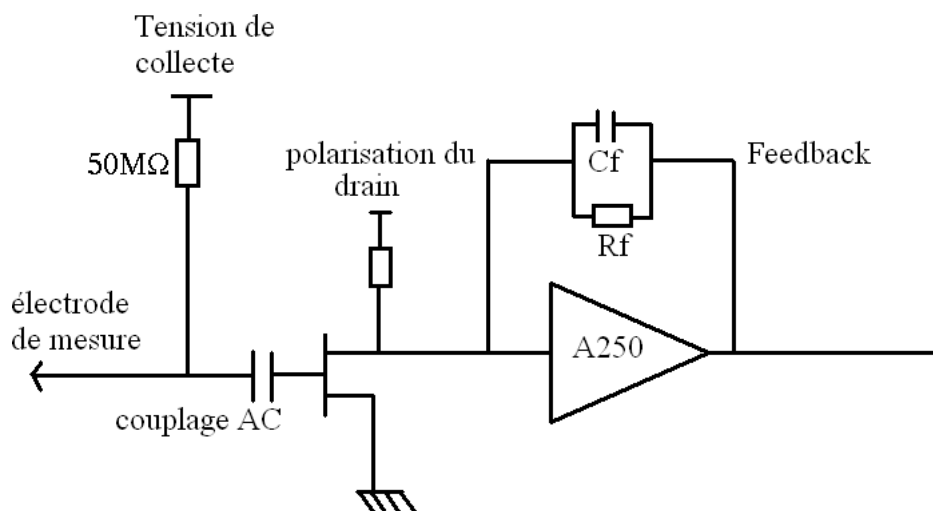


FIG. 4.1 – Schéma de principe de la chaîne d'amplification pour la mesure de charge.

la dizaine de pF dans notre cas) à l'entrée de compensation, on perd en bande passante pour gagner en stabilité. Sans capacité de compensation, l'amplificateur présente effectivement des instabilités, pouvant aller jusqu'à l'oscillation de la tension de sortie entre les deux tensions d'alimentation. Afin de régler ce problème, on teste diverses valeurs de capacité de compensation afin de trouver le meilleur compromis stabilité/bande passante. On voit figure 4.2 l'effet de la capacité de compensation C_{comp} sur le spectre de ligne de base. Pour des valeurs de C_{comp} trop faibles, on voit que la fonction de transfert présente un rebond important vers 5.5Mhz, qui reflète les caractéristiques fréquentielles de la fonction de transfert. Ce rebond est atténué à mesure qu'on augmente C_{comp} , au détriment de la bande passante. Au final, on arrive sur la voie centre à une bande passante à -3dB de 2.5Mhz sur le montage EDELWEISS ($C_{comp}=15\text{pF}$) et 3.3Mhz sur le cryostat d'Orsay avec les détecteurs tests ($C_{comp}=16.7\text{pF}$). On a ainsi un temps de montée 10% à 90% caractéristique d'environ 100ns, suffisamment court pour les mesures résolues en temps des signaux ionisation.

4.1.3 Acquisition

La sortie des posts-amplis est connectée à un oscilloscope numérique. Le trigger doit nous permettre de déclencher sur les signaux centre et garde indifféremment, et ceci quelqu'en soit le signe. Le trigger de l'oscilloscope utilisé ne le permet pas, on a donc réalisé un système de trigger externe,

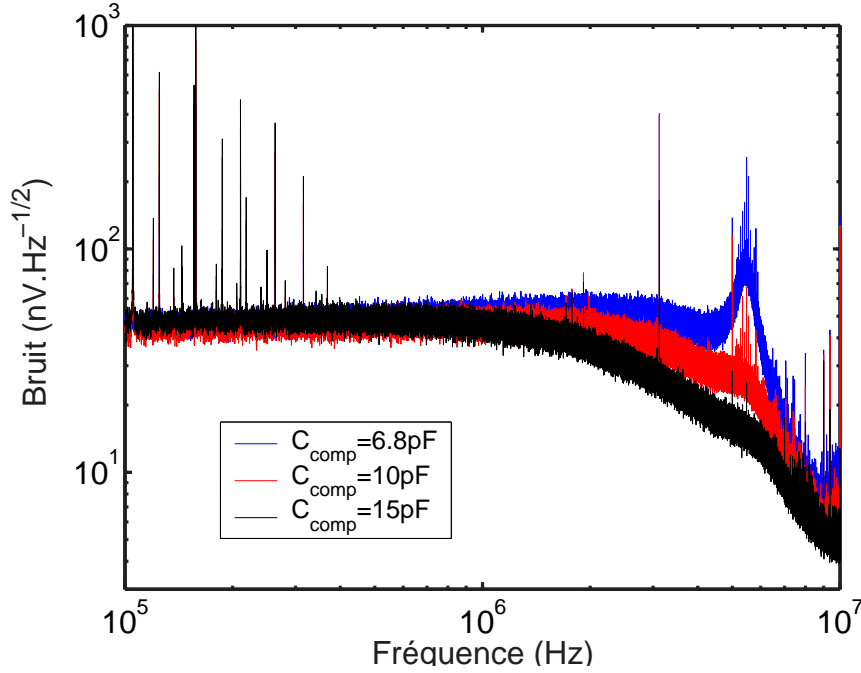


FIG. 4.2 – Spectre de ligne de base de la voie centre sur le détecteur GSA1 EDELWEISS à Modane avec l'électronique Amptek pour plusieurs valeurs de la capacité de compensation C_{comp} .

qui vient se brancher entre la sortie des post-amplis et l'oscilloscope. Ce trigger teste le passage au dessus d'un seuil fixé sur le signal d'origine ainsi que sur son opposé, grâce à une fonction du type trigger de Schmidt. Une série de portes logiques permet ensuite de délivrer un signal créneau en cas de déclenchement, qui est dirigé sur l'entrée trigger de l'oscilloscope. Les signaux sont transférés à un PC d'acquisition à chaque déclenchement via un bus GPIB. La période d'échantillonnage est de 4ns, et on acquiert pour chaque évènement un signal de durée $20\mu s$ (soit 5000 points en tout, et une centaine de points dans le front de montée du signal). Une interface Labview se charge du stockage des données, et permet de visualiser les signaux ainsi que les amplitudes et temps de montée déterminés on-line.

4.2 Extraction des données d'amplitude

4.2.1 Les différentes méthodes utilisées

Plusieurs méthodes d'évaluation des amplitudes ont été testées.

- **Amplitudes on-line:** Elles sont évaluées par intégration d'une portion de la partie décroissante du signal, les bornes d'intégration étant les mêmes pour tous les évènements. Le principal inconvénient de cette méthode est l'introduction d'un biais aux faibles amplitudes: pour un seuil trigger et un temps de montée donnés, l'acquisition d'un signal de faible amplitude est retardée par rapport à un signal de grande amplitude, ce qui mène à une sous-estimation (cf fig.4.3).

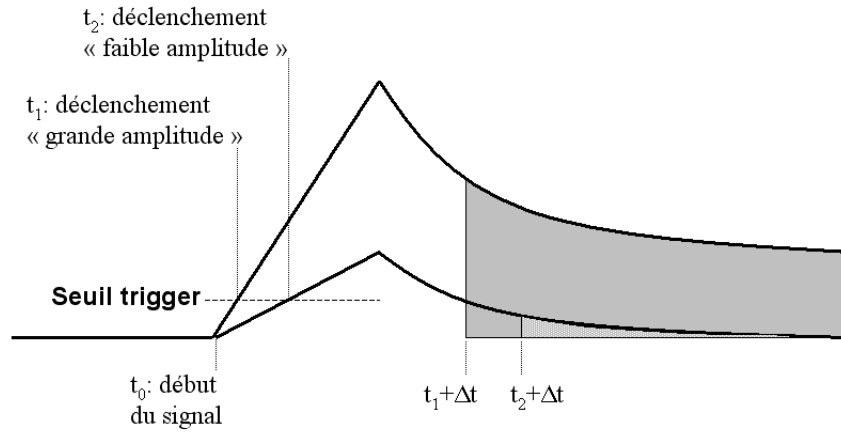


FIG. 4.3 – Schéma de principe illustrant le biais introduit par la méthode de calcul d'amplitudes on-line. On considère deux signaux ionisation: grande et petite amplitude. L'amplitude du signal est évaluée par une intégration dont la borne inférieure est à Δt de l'instant de déclenchement (Δt étant fixé). Or l'instant de déclenchement n'est pas le même dans les deux cas, d'où une sous-estimation de l'amplitude "petit signal" (zone grise à pois) par rapport à l'amplitude "grand signal" (zone gris foncé). Pour une décroissance du signal en $\exp(-\frac{t}{\tau})$, l'amplitude est sous-évaluée d'un facteur $\exp(-\frac{|t_1-t_2|}{\tau})$

- **Ajustement du signal par évènement moyen:** On définit un évènement moyen centre et un évènement moyen garde. La partie transitoire du signal étant variable d'un évènement à l'autre, en forme aussi bien qu'en durée, l'ajustement n'est effectué que sur la partie décroissante et la ligne de base, ce qui limite la précision du calage en temps.

On laisse toutefois quelques points du début du transitoire afin de faciliter ce calage. Pour un évènement donné, le calage en temps est effectué simultanément sur les deux voies centre et garde.

- **Ajustement de la partie décroissante par une double exponentielle:** La partie décroissante du signal ionisation est régie par la contre réaction de l'amplificateur de charge. Elle agit en théorie comme un passe-haut de constante de temps $\tau = R_f C_f$, où R_f est la résistance et C_f la capacité mis en parallèle dans la boucle de contre réaction. On s'attend donc à une décroissance en $\exp(-\frac{t}{\tau})$. Sur les signaux observés, la qualité de l'ajustement est cependant très mauvaise, la première partie de la décroissance étant caractérisée par une constante de temps beaucoup plus faible (cf. figure 4.4). L'ajustement par la somme de deux exponentielles donnent de bien meilleurs résultats. L'origine et l'influence de cette caractéristique est discutée au paragraphe 4.3.
- **Déconvolution du signal ionisation:** Toute la difficulté de la mesure d'amplitude et de sa dépendance au temps de montée du signal réside dans l'existence de la décroissance du signal. Si la constante de temps du feedback était bien supérieure à la fenêtre de temps des acquisitions, la décroissance serait négligeable et on aurait un transitoire suivi d'une partie quasi plate. Dans ces conditions, une simple intégration du plateau donne une mesure de l'amplitude non biaisée par le temps de montée. La méthode de déconvolution, détaillée au prochain paragraphe, consiste à obtenir la forme du signal en s'affranchissant de l'effet du passe-haut que constitue le feedback.

N.B.: L'amplitude de la voie chaleur est mesurée par un ajustement à un évènement moyen. La forme du signal chaleur ne variant pas d'un évènement à l'autre, au contraire du signal ionisation, la méthode est dans ce cas parfaitement adaptée.

4.2.2 Correction du cross-talk

Les électrodes centre et garde présentent un couplage capacitif, qui induit une influence du signal mesuré par une électrode sur le signal mesuré par l'autre électrode. Ainsi un évènement totalement collecté par le centre présentera une amplitude non-nulle sur la voie garde. On corrige cet effet de "cross-talk" en calibrant les détecteurs avec une raie gamma (généralement la 122keV du ^{57}Co). La position de cette raie dans le plan (amplitude garde, amplitude centre) permet de déterminer la correction à apporter, qui se résume à une combinaison linéaire des amplitudes centre et garde (notons que la correction peut toutefois s'avérer plus compliquée concernant le transitoire du signal [53]). Le cross-talk est petit dans les détecteurs tests

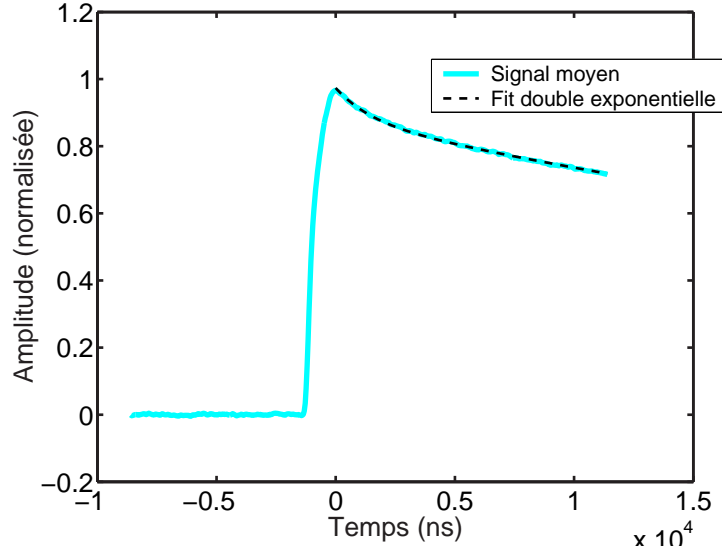


FIG. 4.4 – Ajustement de la partie décroissante d'un signal moyen de la voie centre(calculé sur un run à -4 V dans le détecteur EDELWEISS GSA1) par une double exponentielle $A1 \exp(-\frac{t}{\tau_1}) + A2 \exp(-\frac{t}{\tau_2})$. Le meilleur ajustement donne $A1=0.08$, $\tau_1=1.5\mu s$, $A2=0.92$, $\tau_2=57\mu s$.

dionysos, mais devient significatif en terme de mesure d'amplitude dans les détecteurs EDELWEISS, a priori du fait de la géométrie en biseau de l'électrode garde qui favorise un fort couplage avec l'électrode centre. Soulignons que ce cross-talk est d'origine électronique, et ne doit pas être confondu avec les effets dus au piégeage de porteurs qu'on discutera dans les chapitres 7 et 8.

4.3 Déconvolution des signaux ionisation

4.3.1 Motivations

Comme on l'a déjà vu, la présence d'une décroissance du signal ionisation peut biaiser la mesure d'amplitude en fonction du temps de montée du signal. La forme exact du transitoire va influencer sur la qualité du calage en temps dans la procédure d'ajustement sur l'évènement moyen, mais également sur le phénomène de déficit balistique (cf. paragraphe 4.3.4) qui introduit une perte d'amplitude dépendant du contenu fréquentiel du signal. Pour avoir un calcul d'amplitude fiable, on a donc intérêt à 1) se débarrasser de la décroissance introduite par l'électronique 2) utiliser une méthode permettant la correction

du déficit balistique, lui aussi introduit par l'électronique. La déconvolution permet d'atteindre ces deux objectifs.

4.3.2 Décroissance des signaux ionisation

La décroissance des pulses ionisation suit théoriquement une loi exponentielle de constante de temps $R_f C_f$, soit 100 à 150 μs suivant le montage avec les valeurs de R_f et C_f mesurées à température ambiante (la valeur de C_f est susceptible de changer de quelques pourcents à basse température). La décroissance des signaux expérimentaux a toutefois un comportement différent. Elle est mal approchée par une décroissance exponentielle simple, et présente deux constantes de temps différentes et plus petites que la valeur attendue. Sur le montage EDELWEISS, on a une décroissance du type $A1 \exp(-\frac{t}{\tau_1}) + A2 \exp(-\frac{t}{\tau_2})$, avec $A1=0.08$, $\tau_1=1.5\mu\text{s}$, $A2=0.92$, $\tau_2=57\mu\text{s}$ (cf. figure 4.4). On observe le même type de comportement sur le montage d'Orsay. Un tel comportement peut être dû à l'utilisation de résistances en couches minces dans le feedback [54]. Dans ce type de composants, on a des méandres en couche mince (la résistance) placé sur un substrat. La capacité parasite existant entre les méandres et la masse du dispositif est plus ou moins importante suivant le type de montage (notamment la proximité de la masse), et peut atteindre la fraction de pF [55]. Elle est modélisée par une capacité répartie, qui modifie sensiblement la forme de la décroissance. Celle-ci n'est plus caractérisée par une simple constante de temps $R_f C_f$, mais présente une variation plus complexe faisant intervenir C_f . Afin de vérifier si le comportement observé provient de la résistance en couches minces, on effectue des tests sur table à température ambiante.

4.3.3 Origine de la décroissance

On met en place un montage de test où le signal de charge est simulé par une capacité chargée par un pulse de tension délivré par un générateur de fonction. La capacité est branchée en entrée d'un FET, placé dans un boîtier métallique qui contient également le feedback $R_f C_f$. Le reste de la chaîne d'acquisition est strictement identique au montage sur cryostat, avec l'amplification par A250 bouclé et par les posts amplis. L'intérêt du montage est de pouvoir tester différents types de résistances afin de constater l'influence sur la décroissance des signaux. Les premiers tests avec $C_f=2.2\text{pF}$ et R_f entre 100M Ω et 1G Ω utilisent des résistances à couches métalliques. La décroissance des pulses est alors une simple exponentielle, de constante de temps en accord avec $R_f C_f$. On utilise ensuite le feedback du montage d'Orsay, incluant une résistance de type MSI en couche mince de 150M Ω et une capacité de 1pF. On retrouve alors la forme caractéristique en double

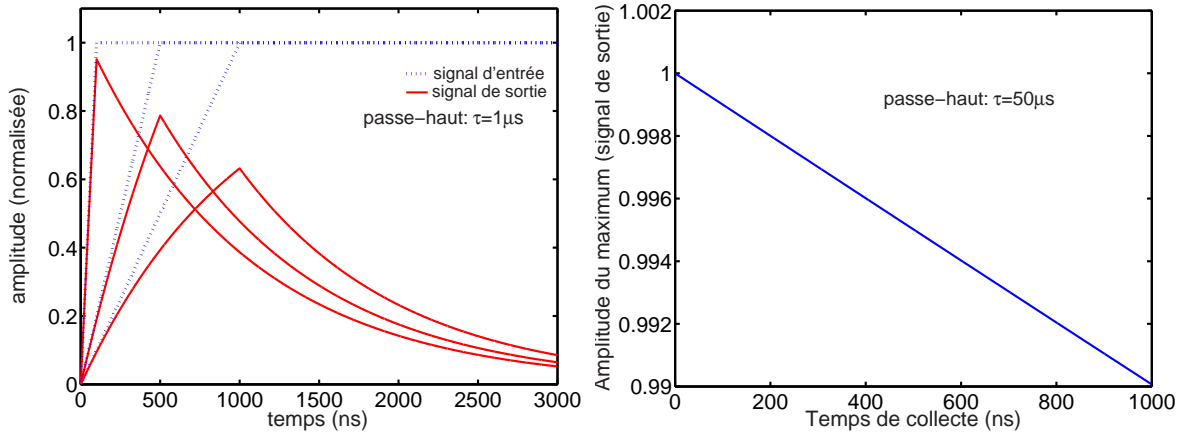


FIG. 4.5 – Illustration du phénomène de déficit balistique en présence d'un passe-haut de constante de temps τ . Gauche: effet d'un passe-haut sur un signal d'entrée simple à différents temps de collecte (100, 500 et 1000ns). Ici τ est pris petit pour accentuer l'effet. Droite: Amplitude maximum du signal de sortie pour $\tau=50\mu s$ en fonction du temps de collecte.

exponentielle de la décroissance. Le problème vient donc bien de la résistance. On a une fonction de transfert difficilement modélisable à basse fréquence à cause de l'influence de la capacité parasite répartie sur toute la résistance MSI. La correction des signaux ionisation par une méthode de déconvolution requiert donc une détermination de la fonction de transfert expérimentale.

4.3.4 Déficit balistique

Si le temps de montée du signal ionisation est comparable au temps caractéristique de la décroissance des signaux, on a une partie de la charge collectée qui est évacuée par le système de contre-réaction avant même que la collecte soit finie. Ce phénomène de perte d'amplitude est d'autant plus fort que le temps de montée du signal est grand, on l'appelle déficit balistique [56][57]. La figure 4.5 illustre ce phénomène sur des signaux charge idéalisés (le transitoire est une simple pente). On voit qu'un passe-haut de constante de temps $\tau=50\mu s$ provoque un déficit inférieur à 1% pour des temps de collecte de 100ns à $1\mu s$. Le déficit balistique réellement subi par les signaux expérimentaux va dépendre 1) du contenu en fréquence des signaux ionisation 2) du détail de la fonction de transfert à basses fréquences, qui comme on l'a vu doit être déterminée grâce aux données.

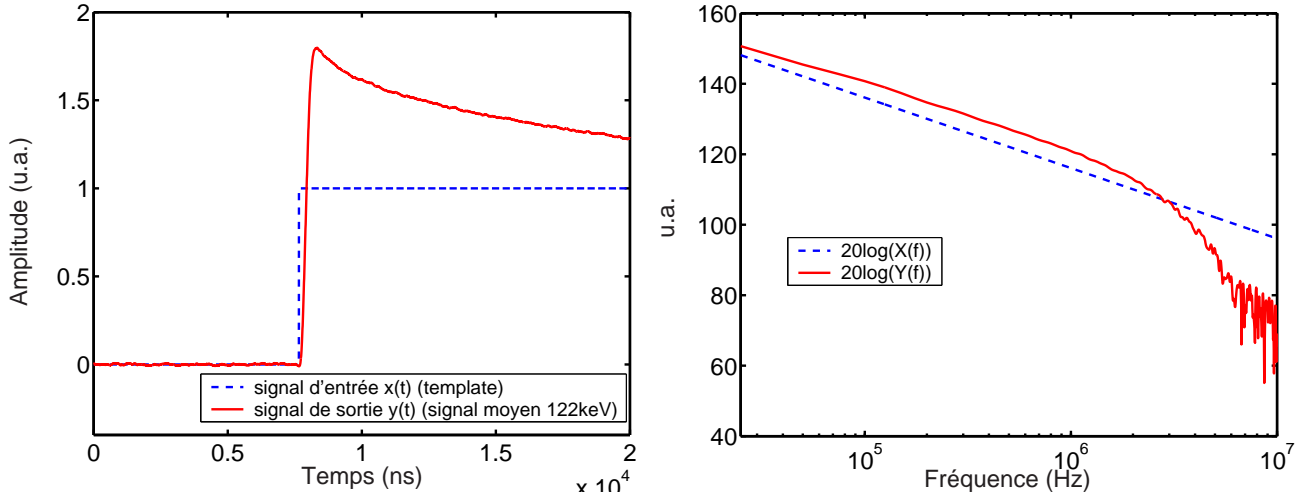


FIG. 4.6 – Gauche: signal template utilisé pour simuler le signal d'entrée de la chaîne d'acquisition (pointillés) et signal moyen du détecteur GSA1 pris comme signal de sortie. Droite: transformée de Fourier des signaux. Le quotient de ces deux spectres donne la fonction de transfert de la figure 4.7. Les unités en ordonnées sont arbitraires et ne représentent pas le gain de la chaîne d'amplification.

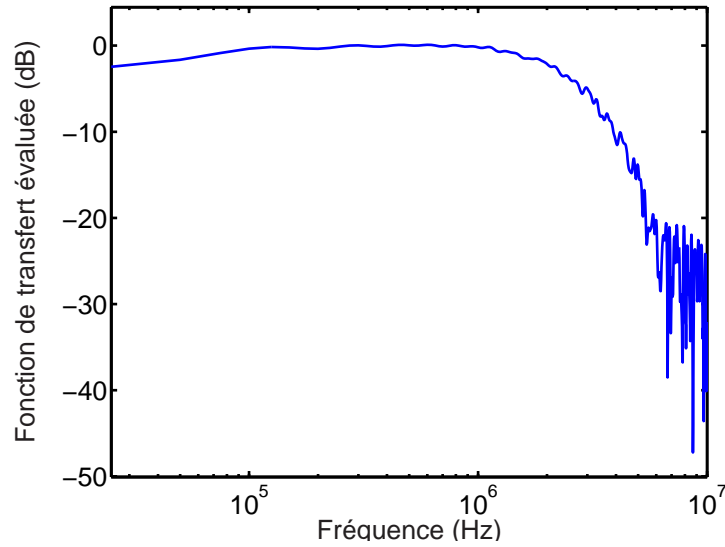


FIG. 4.7 – Fonction de transfert évaluée d'après les signaux de la figure 4.6.

4.3.5 Déconvolution des signaux

Méthode

On détermine tout d'abord la fonction de transfert H . Pour cela on doit disposer d'un signal d'entrée $x_0(t)$ (idéalement, le signal de charge avant amplification, $X_0(f)$ en fréquence) et d'un signal de sortie $y_0(t)$ (signal acquis en bout de chaîne, $Y_0(f)$ dans le domaine fréquentiel). On a alors formellement $H(f) = \frac{Y_0(f)}{X_0(f)}$. En pratique, pour des valeurs petites de X_0 et Y_0 (i.e. à haute fréquence dans notre cas), le quotient $\frac{Y_0}{X_0}$ est très sensible au bruit. On doit donc appliquer un filtrage qui permet de préserver la bande passante tout en atténuant les domaines fréquentielles de faible rapport signal sur bruit. Une fois H déterminé, on déconvolue le signal expérimental $y(t)$ ($\equiv Y(f)$) pour obtenir le signal déconvolué $x(t)$ ($\equiv X(f)$): $X(f) = \frac{H(f)}{Y(f)}$. Là aussi, on a intérêt à filtrer le signal y . On utilise un jeu de programmes matlab mis en ligne par la société Picosecond Pulse Labs¹ et spécialement créés pour ce type d'application [58][59].

Evaluation de la fonction de transfert

L'idéal serait de disposer d'une entrée de test en amont du FET sur le montage cryostat afin de déterminer la réponse impulsionnelle, ce qui n'est pas le cas dans le montage actuel des détecteurs. On prend pour $y_0(t)$ un signal expérimental moyen, calculé sur un échantillon de signaux sélectionnés pour leur faible temps de montée. Nous n'avons pas accès expérimentalement à $x_0(t)$, qui sera représenté par un signal idéalisé (template) de type créneau (cf. figure 4.6 et 4.7).

Résultats

Le signal déconvolué ne présente plus de décroissance visible pendant le temps de la fenêtre d'acquisition ($20\mu s$) (cf. figure 4.8). On est ainsi débarrassé des biais susceptibles de fausser le calcul d'amplitude (calage en temps, déficit balistique). On le vérifie sur le montage de test, en comparant l'amplitude mesurée après déconvolution à l'amplitude du signal d'entrée provenant du générateur de fonctions (cf. figure 4.9). On voit particulièrement l'effet du déficit balistique, qui provoque une sous estimation de l'amplitude d'autant plus forte que le signal d'entrée est lent. On vérifie également sur ce montage l'influence du template utilisé pour l'évaluation de la fonction de transfert. Jusqu'ici, on a utilisé un template en créneau (temps de montée nul), en accord avec le signal d'entrée délivré par le générateur de fonctions. Que se

1. <http://www.picosecond.com/>

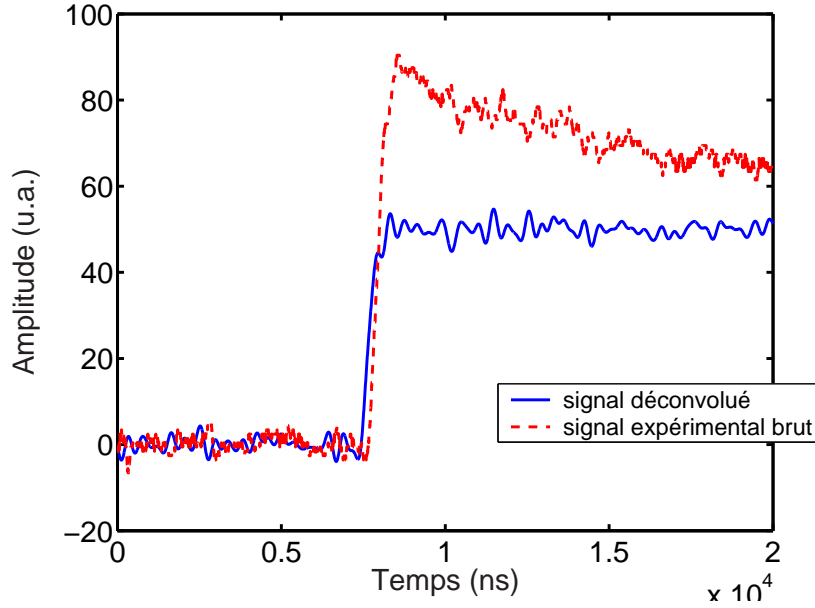


FIG. 4.8 – *Deconvolution d'un signal ionisation (évènement de 122keV dans le détecteur EDELWEISS GSA1) d'après la fonction de transfert évaluée et avec un filtrage gaussien.*

passé-t-il si on prend un template de temps de montée plus grand? C'est ce qu'on voit sur la figure 4.9 (figure du bas). En utilisant un template de temps de montée plus important que le véritable signal d'entrée, on obtient une estimation inexacte de la fonction de transfert. Pourtant, on voit que l'amplitude après déconvolution reste relativement insensible au temps de montée du template. La détermination de l'amplitude est en fait une tâche relativement peu exigeante du point de vue de la déconvolution, elle touche uniquement les basses fréquences. Par contre, le contenu fréquentiel du transitoire des signaux déconvolués est notablement modifié, on perd notamment l'information du temps de montée. Cela est dû au filtrage gaussien appliqué à $y(t)$ (on n'a pas besoin de filtrer $x_0(t)$ qui est dans notre cas un signal idéal sans bruit) et à l'imprécision dans la détermination de la fonction de transfert (utilisation d'un template proche mais différent du signal x_0 réel).

4.4 Extraction des temps de montée

On cherche à avoir une évaluation de la dynamique des charges dans le détecteur. De ce point de vue, l'estimation du temps de montée des signaux

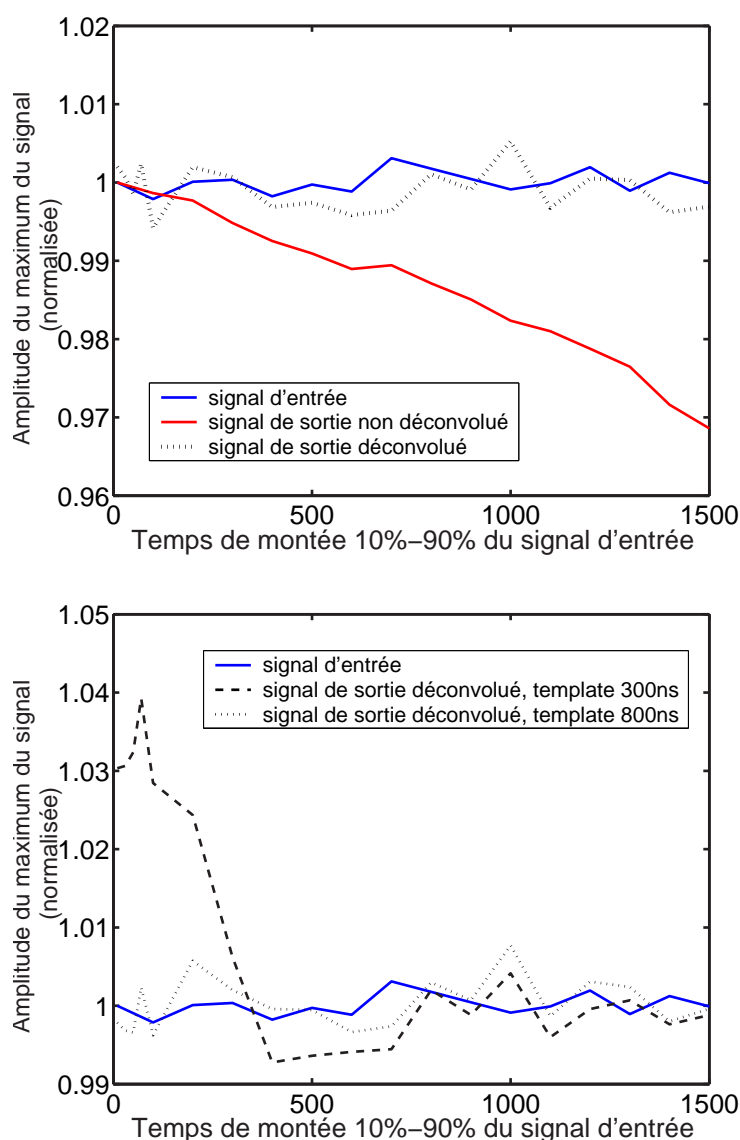


FIG. 4.9 – *Effet de la déconvolution sur le calcul de l'amplitude des signaux dans le montage de test à température ambiante. Gauche: amplitude du signal d'entrée, et du signal de sortie avant et après déconvolution (fonction de transfert évaluée avec un template de type créneau) en fonction du temps de montée du signal d'entrée provenant du générateur de fonction. Droite: amplitude du signal d'entrée et amplitude du signal de sortie déconvolué avec un template de temps de montée 300 et 800ns, en fonction du temps de montée du signal d'entrée.*

ionisation est la méthode la plus simple, fournissant des indications de base sur la durée de la collecte sans prendre en compte les détails du transport (soit la forme du front de montée). On utilisera toujours le temps de montée 10% à 90%. Cette notion dépend donc fortement de la manière dont on définit l'amplitude. Au sens strict, on devrait considérer le maximum du signal. Mais dans les conditions expérimentales considérées ici, ce maximum ne s'étend que sur quelques point du signal (pour les raisons de temps de décroissance liées au feedback de l'amplificateur de charge déjà exposées). Ce maximum peut de plus avoir plusieurs origines: rebond (overshoot) dû à l'électronique, ou maximum local dû à des potentiels de Ramo variant rapidement le long de la trajectoire des porteurs. On est donc souvent amené à utiliser une amplitude calculée par intégration ou par ajustement du signal. Cette amplitude est un bon indicateur de la hauteur du signal, mais ne la détermine pas de manière absolue. Le temps de montée calculé sur cette base n'est donc qu'indicatif, il ne donne pas de mesure absolue du temps de collecte des charges, mais permet une mesure relative, par exemple l'évolution des temps de collecte comme signature de la constitution d'un contre-champ dans le détecteur. En pratique, on l'évalue en cours d'acquisition grâce à la fonction Labview "Paramètres d'impulsion", et au cours de l'analyse off line des données en se basant sur l'amplitude déterminée par ajustement (événement moyen ou double exponentielle). Les deux méthodes sont limitées par le rapport signal sur bruit, qui mène à une sous estimation des temps de montée à faible amplitude (typiquement $\text{Signal/Bruit} < 2$), voire à des résultats incohérents et facilement repérables aux très basses amplitudes (temps de montée négatifs). Les expériences présentées ici mettent souvent en oeuvre des dégradations des performances menant à une baisse du rendement de collecte et donc de l'amplitude des signaux ionisation. Il faut dans ce cadre prendre garde à ce que l'évolution des temps de montée observés ait bien une signification physique et ne soit pas une simple répercussion de la baisse des amplitudes.

Chapitre 5

Physique du piégeage et dégradation de la mesure d'ionisation

5.1 Introduction

Ce chapitre présente les processus à prendre en compte pour la formation d'une distribution de charge d'espace, et les données expérimentales utilisées pour la modélisation. On est dans une physique mal connue, dans des conditions expérimentales exotiques. Les données de la littérature sont peu nombreuses comparé à ce dont on dispose pour le silicium, qui fut d'abord moins étudié que Ge, pour devenir au cours des années 60 le semiconducteur le plus intéressant pour les applications technologiques [60]. La principale difficulté est la présence de porteurs chauds, dont on ne connaît pas la distribution en énergie (cf. paragraphe 2.3). On s'en tiendra donc la plupart du temps à des ordres de grandeurs.

5.2 Les processus en jeu

5.2.1 Piégeage sur les surfaces

A la surface des cristaux semiconducteurs, on a de multiples imperfections tenant à la rupture des liaisons électroniques (liaisons pendantes ou reconstruites), au mode de préparation de la surface et à la nature de l'atmosphère à laquelle la surface est exposée. Ces imperfections sont nombreuses et introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Elles sont autant de pièges potentiels pour les porteurs acheminés par le champ de collecte vers les surfaces libres du détecteur (surfaces non recouvertes par les électrodes).

On s'attend dans tous les cas à des densités de pièges bien supérieures à $10^{11}/\text{cm}^2$ [61], les pièges de surface représentant ainsi une fraction importante de la quantité de pièges totale dans le détecteur.

5.2.2 Impuretés en volume

- **Impuretés peu profondes:** Dans le schéma de bandes, elles introduisent des niveaux proches de la bande de conduction (cas des donneurs d'électrons, en majorité dans les semiconducteur de type n) ou de la bande de valence (cas des accepteurs d'électrons, en majorité dans les semiconducteurs de type p). Ces niveaux concernent des orbitales faiblement liées, ils sont à quelques dizaines de meV de la bande la plus proche. Qualitativement, une énergie $E=10\text{meV}$ correspond à une température $T = \frac{E}{k}$ (k est la constante de Boltzmann) de $\approx 100\text{K}$. A température ambiante, l'énergie thermique disponible est donc suffisante pour ioniser ces impuretés et générer des porteurs libres.
- **Impuretés profondes et défauts ponctuels:** Ils introduisent des niveaux d'énergie proches du milieu de la bande interdite. Ces niveaux concernent des orbitales plus fortement liées et sont plus difficiles à caractériser [62]. On peut avoir des états de charge multiples et la position en énergie dépend de la nature chimique de l'impureté.

Dans nos détecteurs, nous disposons d'une donnée sur les impuretés peu profondes: on a un dopage net $|N_a - N_d|$ (N_a : densité d'accepteurs, N_d : densité de donneurs) de $\approx 5 \times 10^9/\text{cm}^3$. On considèrera donc qu'on a des densités d'impuretés N_a et N_d de l'ordre de $10^{10}/\text{cm}^3$. La présence d'impuretés profondes n'a pas été caractérisée.

5.2.3 Piégeage et recombinaison en volume

L'état de charge moyen d'une impureté peu profonde est le résultat d'un bilan entre le piégeage de porteurs qui neutralise une impureté ionisée, et l'émission d'un porteur qui ionise une impureté neutre. Pour les impuretés profondes, l'émission d'un porteur est moins probable étant donné l'énergie requise qui représente une fraction importante de la largeur de la bande interdite. A température ambiante, on a donc des impuretés peu profondes qui jouent le rôle de "pièges" pour les porteurs, la probabilité que le porteur soit ré-émis avant qu'un porteur de signe opposé ne soit piégé étant non négligeable. Pour les impuretés profondes au contraire, le piégeage d'un porteur de signe opposé peut se produire avant réémission, on parle alors de "recombinaison". Dans nos détecteurs et aux températures étudiées, l'énergie thermique disponible est tellement faible que la probabilité de réémission d'un porteur après

piégeage est négligeable (cf. paragraphe 2.2.4), que ce soit pour les impuretés profondes ou peu profondes. De ce point de vue, toutes les impuretés se comportent comme des impuretés profondes et sont susceptibles d'être des centres de recombinaison.

5.2.4 Ionisation par impact des impuretés

En situation de porteurs chauds, l'énergie des porteurs peut être suffisante pour provoquer l'ionisation par impact d'une impureté neutre peu profonde. C'est un processus inélastique avec une énergie seuil égale à l'énergie d'ionisation de l'impureté. Définir une section efficace effective demanderait là encore de connaître le détail de la distribution en énergie des porteurs. Des sections efficaces aussi grandes que 10^{-13}cm^2 [65] ont été mesurées. On dispose de peu de données concernant ce type de processus, dont on ne tiendra pas compte dans les modélisations effectuées.

5.3 Données expérimentales

5.3.1 Quantités mesurées

On présente dans ce paragraphe les données de la littérature concernant les sections efficaces de piégeage des porteurs sur les impuretés. Toutes les données présentées ici sont tirées d'un livre d'Abakumov [71] offrant une revue des processus de recombinaison non radiatifs, jusqu'à des températures de $\approx 1\text{K}$. Expérimentalement, on n'a pas directement accès aux sections efficaces σ mais plutôt à un coefficient de capture B en cm^3/s . Si tous les porteurs impliqués avaient la même énergie E_0 , on aurait la relation simple $B(E_0) = v_0 \sigma(E_0)$, où v_0 est la vitesse des porteurs. La quantité B déterminée expérimentalement est en réalité une moyenne sur E_0 de $B(E_0)$, moyenne effectuée suivant la distribution en énergie des porteurs. On a alors $B = \langle v_0 \rangle \sigma$ avec $\sigma = \frac{\langle v_0 \sigma(E_0) \rangle}{\langle v_0 \rangle}$. Les données présentées ici ont été obtenues avec des porteurs à l'équilibre thermique, pour des températures descendant jusqu'à 1K . L'application de ces sections efficaces à notre cas est discutable, car nous sommes en présence de porteurs chauds, dont la distribution en énergie est sûrement très écartée d'une maxwelienne à l'équilibre (cf. paragraphe 2.3). Il n'existe toutefois pas à notre connaissance de données sur la capture de porteurs chauds. On utilisera donc les sections efficaces déterminées pour des porteurs thermalisés pour avoir une idée de l'ordre de grandeur. Afin d'associer une température effective aux porteurs, on utilisera la relation $kT = \frac{1}{2}mv^2$, où k est la constante de Boltzmann, v la vitesse moyenne des porteurs en présence d'un champ, et m est la masse de l'électron au repos. Cette relation est valable pour une distribution à l'équilibre

thermodynamique. Une estimation plus précise devrait prendre en compte la distribution en énergie réelle des porteurs sous champ de collecte, qui nous est inconnue. On considèrera donc que les températures effectives utilisées sont des approximations à un ordre de grandeur près.

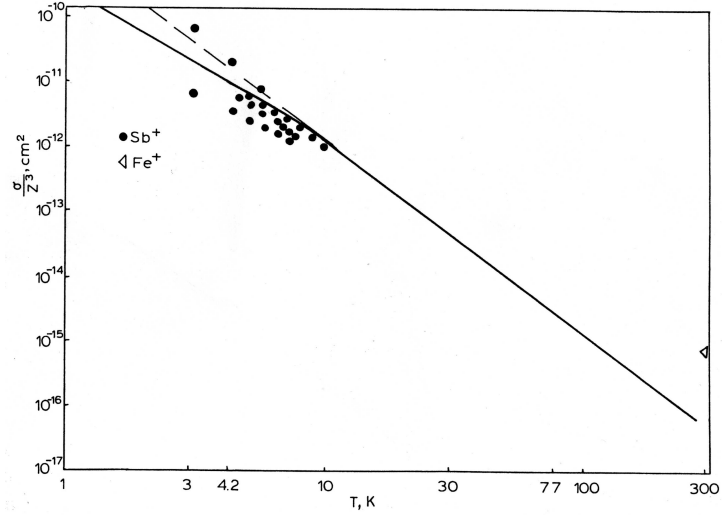


FIG. 5.1 – Section efficace de capture des électrons sur des impuretés chargées positivement dans le germanium tiré de [71] (Z est l'état de charge de l'impureté). Traits pleins et pointillés: modèles théoriques, cercles et triangles: points expérimentaux pour les impuretés Sb^+ et Fe^+ .

5.3.2 Piégeage sur impuretés ionisées

On considèrera uniquement le piégeage sur centre attractif, i.e. de charge opposée au porteur considéré. Les données présentées sur les figures 5.1 et 5.2 concernent le piégeage des électrons sur les donneurs ionisés positivement et des trous sur les accepteurs ionisés négativement. Les sections efficaces sont comparables pour le cas des trous et des électrons. Dans notre cas, on a des porteurs auxquels on associe une température de $\approx 1K$ à $100K$ suivant la valeur du champ électrique, et on considèrera des sections efficaces entre $\approx 10^{-10}cm^2$ et $10^{-15}cm^2$. Les sections efficaces montrent une dépendance en $\frac{1}{T^3}$ jusqu'à des températures de quelques Kelvins, et une saturation aux températures plus basses. Un tel comportement est prévu dans le modèle de capture multiphonons développé par M. Lax et repris par Abakumov [63] [64].

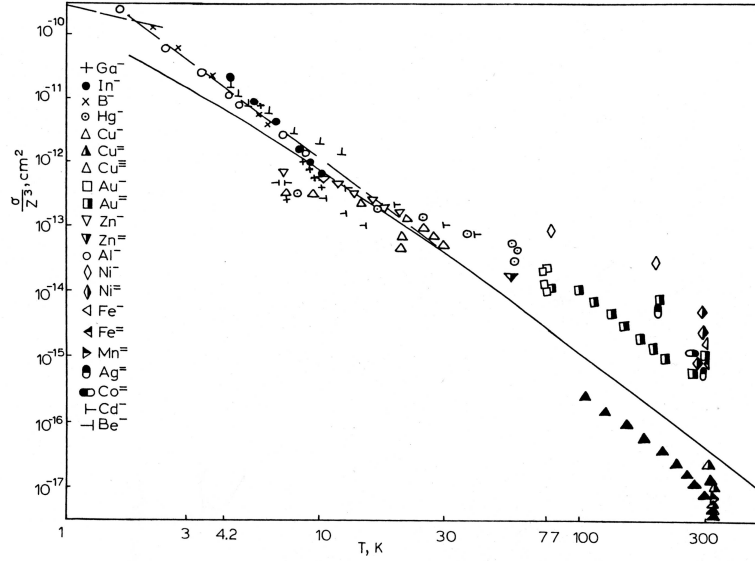


FIG. 5.2 – Section efficace de capture des trous sur des impuretés chargées négativement dans le germanium tiré de [71] (Z est l'état de charge de l'impureté). Traits pleins et pointillés: modèles théoriques, symboles; points expérimentaux pour plusieurs types d'impuretés.

5.3.3 Piégeage sur impuretés neutres

La figure 5.3 présente les données de sections efficaces de capture des trous sur donneurs neutres et des électrons sur accepteurs neutres en fonction de la température. On a une dépendance en T^{-2} moins marquée que dans le cas des impuretés ionisées, et des sections efficaces plus petites de plusieurs ordres de grandeurs ($\sigma \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$ à 10^{-15} cm^2). Les sections de capture des trous sont environ 10 fois plus grande que les sections de capture des électrons. On ne dispose pas de données pour la section de capture des électrons sur les donneurs neutres et des trous sur les accepteurs neutres. Ces processus peuvent cependant devenir importants à basses températures comme l'indique le travail de Shutt [69]. Dans les modélisations développées dans cette thèse (cf. chapitres 7 et 8), on ne différenciera pas la capture sur accepteur et donneur neutre.

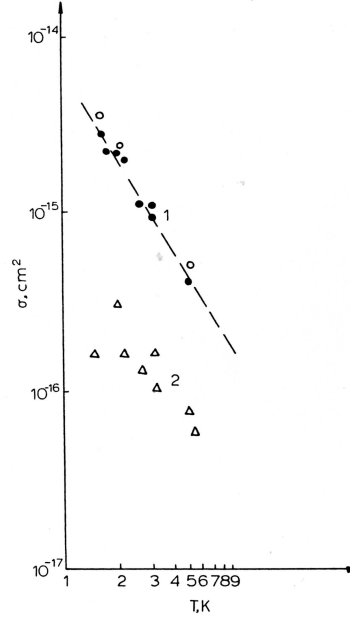


FIG. 5.3 – *Sections efficaces de capture des trous sur des donneurs neutres (cercles) et des électrons sur les accepteurs neutres (triangles) dans le germanium (Sanado et al. 1978) tirées de [71]. Traits pointillés: dépendance en T^{-2} .*

5.4 Méthode de diagnostic de la charge d'espace

Comme on l'a déjà dit, la faible énergie thermique disponible rend la réémission d'un porteur piégé très peu probable. C'est cette caractéristique qui cause la constitution d'une charge d'espace indésirable. On peut cependant l'utiliser à notre avantage pour caractériser la charge d'espace. En effet, si une certaine distribution de charges est présente dans le détecteur et en l'absence d'irradiation extérieure, cette distribution reste inchangée sur des temps très longs. Cette remarque est la base de la méthode de caractérisation de la charge d'espace que nous invoquerons à plusieurs reprises dans cette thèse. Elle consiste en plusieurs étapes:

- **Dégradation contrôlée:** Le détecteur est soumis à une source de gamma (^{22}Na pour les détecteurs tests, ^{60}Co pour les détecteurs EDELWEISS) générant des porteurs libres de manière homogène ($\approx 10^5/\text{cm}^3/\text{s}$). Le mode de polarisation des électrodes et le type de détecteur est choisi

de manière à favoriser la constitution d'une charge d'espace dans des zones déterminées. Pour la caractérisation du piégeage en surface par exemple (cf. chapitre 6), on utilise une polarisation inhabituelle permettant d'acheminer les porteurs vers les surfaces libres des détecteurs tests. Pour l'étude de la charge d'espace en volume (cf. chapitre 8), on utilise les détecteurs EDELWEISS présentant moins de surfaces libres et un écrantage plus efficace de l'intérieur du détecteur. On utilise un mode de polarisation normal (centre et garde au même potentiel et référence à la masse) pour favoriser le piégeage en volume.

- **Suivi de la dégradation:** On a accès à deux indicateurs: amplitude et temps de montée des signaux ionisation. Pendant la dégradation, on suit l'évolution de ces deux indicateurs. L'amplitude est sensible à la réduction de la distance de migration des porteurs, que ce soit par piégeage ou par l'existence d'une configuration de champ électrique empêchant les porteurs de parvenir aux électrodes. Les temps de montée sont eux directement sensibles à la valeur du champ électrique régnant dans le détecteur. On cherchera à atteindre un état dit "stationnaire" où les deux indicateurs se stabilisent, et où les effets de la charge d'espace constituée sur la mesure d'ionisation sont clairement marqués.
- **Sondage de la charge d'espace:** Une fois l'état stationnaire dégradé atteint, on retire la source utilisée pour la dégradation et on met toutes les électrodes à la masse. En l'absence d'irradiation, le détecteur conserve la distribution de charge constituée pendant la phase de dégradation. Le champ électrique régnant dans le détecteur est uniquement dû à la charge d'espace. On utilise alors une source de ^{57}Co , de plus faible activité ($\approx 0.3\text{Hz}$ dans le détecteur) et d'énergie plus basse (principalement des photons de la raie à 122keV) que la source utilisée pour la dégradation. On utilise cette source comme une sonde: elle perturbe peu l'état de charge et la faible pénétration des gammas générés (distance moyenne d'absorption: 5mm) permet de sonder différentes parties du détecteur en modifiant la position de la source. Les porteurs générés par ^{57}Co sont collectés sous l'effet du contre-champ généré par la charge d'espace. Les caractéristiques de cette collecte (amplitude du signal centre, amplitude du signal garde, temps de montée) contiennent des informations sur le champ électrique et donc sur la charge qui l'induit.
- **Simulation du transport en présence d'une charge d'espace:** On modélise la distribution de charge d'espace attendue. Cette distribution de charge est incluse dans le calcul du champ électrique et prise en compte dans les simulations de transport. On obtient ainsi un scatter plot simulé centre vs. garde qu'on confronte aux résultats

expérimentaux pour validation du modèle. Notons cependant que la cohérence entre scatter plot simulé et scatter plot expérimentale ne suffit pas à affirmer la validité du modèle. Il existe en général différentes distributions de charge pouvant mener au même scatter plot. La validation d'un modèle donné fera donc appel à des observations complémentaires sur le comportement du détecteur dégradé et les temps de montée observés.

Les seules sources d'irradiation susceptibles de modifier la charge d'espace en générant des porteurs libres sont l'émission d'infrarouge par les parties chaudes du cryostat [67], les rayons cosmiques et l'utilisation de sources radioactives. Dans les conditions de basse radioactivité de Modane, on observe un état de charge inchangé au moins sur plusieurs heures. Dans le cryostat du CSNSM (semblable à celui d'EDELWEISS) où l'on utilise des détecteurs tests, la contribution des cosmiques est plus importante mais les détecteurs utilisés sont plus petits, et on observe également des états stables sur des temps longs.

Chapitre 6

Piégeage en surface et influence sur la collecte

6.1 Introduction

On se propose de mettre en évidence le piégeage en surface en contrôlant la création d'une charge surfacique. Cette charge induit un contre-champ, qu'on caractérise par les effets qu'il produit sur la collecte de charges. Les expériences, interprétées par la modélisation et la simulation du transport de charges, permettent d'une part de caractériser la charge piégée (signe, densité), et d'autre part d'identifier ses effets sur la qualité de la collecte.

6.2 Dégradation contrôlée par piégeage sur les surfaces libres: détecteurs tests

6.2.1 Principe général

On utilise un détecteur test de forme cylindrique (fig. 6.1). Cette géométrie favorise la mise en évidence de charge piégée sur les surfaces libres de Ge, ie. sur la surface latérale et dans une moindre mesure, sur l'anneau entre Centre et Garde (cf. chapitre 5). L'expérience comprend 3 phases:

- **1^{ère} phase: Dégradation contrôlée:** On génère des porteurs libres par irradiation gamma (source ^{22}Na), et on choisit un mode de polarisation des électrodes permettant d'amener ces porteurs aux surfaces. On contrôle l'évolution de l'état de charge du détecteur par la détermination en ligne de deux indicateurs: temps de montée et amplitude du signal charge. Lorsque ces deux indicateurs se stabilisent, on considère le détecteur dans un état dégradé stationnaire, on passe à la deuxième phase.

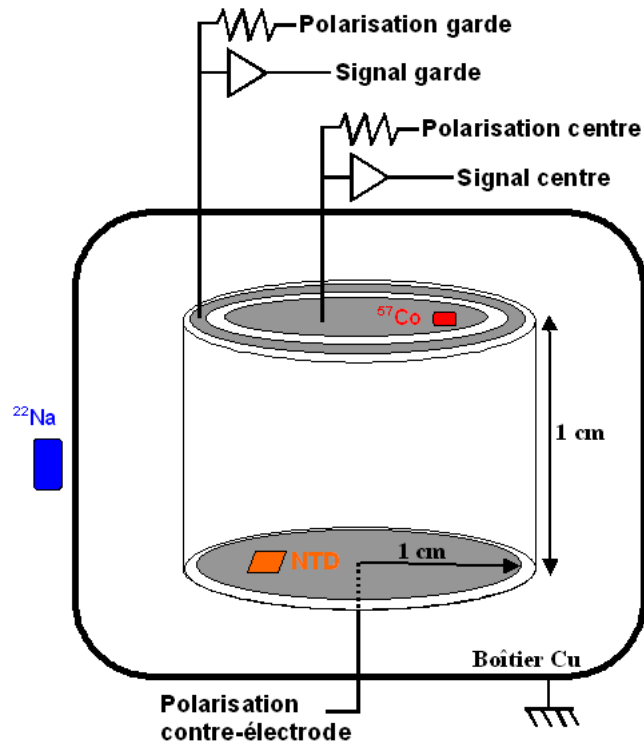


FIG. 6.1 – Principe du dispositif expérimental (détecteur test "dionysos"), montrant la disposition des différentes sources utilisées dans l'expérience de dégradation.

- **2^{ème} phase: Sondage de la charge piégée:** La source ^{22}Na est enlevée, et toutes les électrodes sont mises à la masse. Il n'y a donc plus de champ de collecte appliqué. Les événements générés par une deuxième source de gamma (^{57}Co) montrent pourtant qu'il y a encore collecte des charges, donc qu'il existe un champ électrique dans le détecteur. Ce champ est induit par la charge piégée. Les caractéristiques de la collecte sont autant d'informations sur le champ, et donc sur la distribution de charge piégée qui l'induit.
- **3^{ème} phase: Modélisation et simulation:** Les données obtenues permettent, au moyen d'arguments simples d'électrostatique, de déterminer la quantité de charge piégée dans l'état dégradé stationnaire. On injecte cette charge surfacique dans le calcul des lignes de champs, et la comparaison des scatter-simulés aux scatter-plot expérimentaux permet de valider le modèle.

6.2.2 Conditions expérimentales

Génération de porteurs

Considérons plus précisément le rôle des différentes sources radioactives (fig. 6.1):

- **1) Source de ^{22}Na** , placée à l'extérieur du cryostat. Elle émet des électrons qui sont absorbés avant de parvenir dans le détecteur, des gammas d'annihilation à 511keV, et des gamma d'énergie 1.275MeV. Avec une activité de quelques dizaines de kBq, elle dépose en moyenne 500keV/évènement, soit quelques dizaines de MeV par seconde dans le détecteur (i.e. quelques millions de paires électrons-trous). L'effet Compton étant dominant, on considère le dépôt d'énergie uniforme dans le corps du détecteur. Suivant le mode de polarisation du détecteur, elle peut servir à régénérer (toutes les électrodes à la masse), ou à dégrader. Pendant les phases de dégradation, on polarisera les électrodes de manière à conduire les charges générées jusqu'aux surfaces libres.
- **2) Source de ^{57}Co** , fixée sur l'électrode centre. Elle émet principalement des photons gamma de 122keV (et une raie moins intense à 136keV), avec une activité de quelques Bq. A ces énergies, l'effet photoélectrique est dominant, avec une longueur d'absorption de l'ordre du cm (0.5 cm pour 122keV). On a donc un flux de photons relativement monoénergétique, induisant un dépôt d'énergie inhomogène dans le détecteur. Après dégradation par la source ^{22}Na , elle permet de sonder l'état de charge du détecteur via son influence sur la collecte (position et largeur du pic 122keV, scatter plot amplitude centre vs. amplitude garde).

Contrôle du trajet des charges: polarisation des électrodes

En utilisant le mode de polarisation habituel, i.e. centre et garde au même potentiel par rapport à l'électrode de référence à la masse, la plupart des lignes de champ électrique joignent deux électrodes. Cependant, quand on s'approche de la périphérie du détecteur, l'effet de la masse environnante (boîtier en cuivre doré) se fait sentir. Certaines lignes de champ partant de l'électrode garde sont attirées vers cette masse et passent donc par la surface latérale. Si un évènement a lieu dans cette zone périphérique, un des deux types de porteurs sera amené par le champ vers la surface libre. C'est une caractéristique gênante pour qui veut éviter le piégeage en surface, mais qui précisément nous intéresse pour cette raison. Afin de contrôler et de maximiser la quantité de charge amenée aux surfaces, on utilise un mode de polarisation inhabituel. En appliquant le même potentiel V aux trois

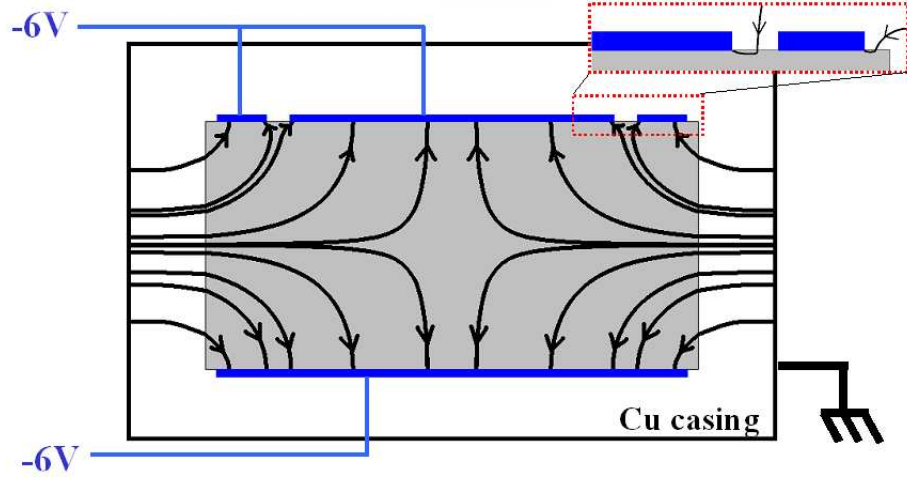


FIG. 6.2 – Lignes de champs calculées par résolution numérique de l'équation de Poisson. Toutes les lignes de champs dans le détecteur passent par une surface libre du cristal

électrodes (centre, garde et référence), on oblige toutes les lignes de champs à aboutir sur le boîtier extérieur à la masse. Comme on le voit sur la figure 6.2.2, par n'importe quel point à l'intérieur du détecteur passe une ligne de champ qui mène soit à la surface latérale (dans la plupart des cas), soit à la surface entre centre et garde. Quelle que soit le lieu d'un évènement, tandis qu'un type de porteur sera collecté normalement par une électrode, l'autre type de porteur sera amené vers les surfaces libres de Ge. Le signe de la tension appliquée détermine le type des porteurs conduit vers les surfaces, et permet donc d'étudier séparément le piégeage des électrons et des trous.

N.B: Sur un des deux détecteurs tests étudiés, le NTD collés sur l'électrode référence présentait un faux contact avec l'électrode de référence. Afin de prévenir tout dommage, on déconnecte dans ce cas les fils de polarisation du NTD.

6.2.3 1^{ère} phase: Dégradation contrôlée

Evolution du rendement de collecte et du temps de montée

On part d'un détecteur régénéré. On voit figure 6.3 que sous irradiation par la source ^{22}Na , l'amplitude moyenne des signaux de charge (centre et garde) est d'abord stable, pour ensuite chuter graduellement et atteindre une situation stable au bout de ≈ 300 secondes, i.e. $\approx 10^9$ paires générées. On constate simultanément une augmentation du temps de montée maximal

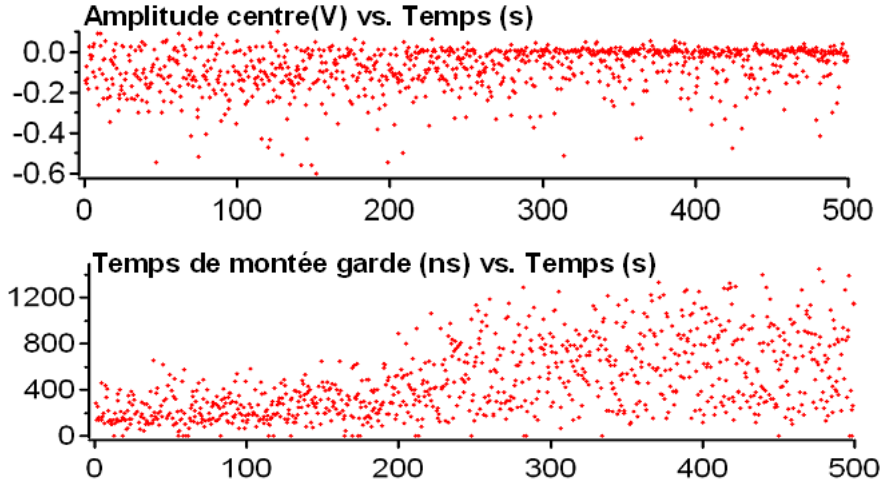


FIG. 6.3 – Evolution des amplitudes (amplitude algébrique, ici inférieure à zéro) et temps de montée des signaux charges sous irradiation par ^{22}Na . On part d'un détecteur régénéré et toutes les électrodes sont au potentiel -6V par rapport au boîtier en cuivre à la masse

environ d'un facteur 3.

Etat stationnaire dégradé

Ces observations montrent que l'état stationnaire atteint est caractérisé par un champ électrique faible par rapport au champ qui régnait avant dégradation. On notera toutefois que dans l'état dégradé stationnaire, on observe des amplitudes petites et des temps de montée très longs, mais il y a encore de la collecte de charges, ce qui prouve l'existence d'un champ résiduel. Le contre-champ induit par la charge piégée s'oppose au champ responsable du piégeage, i.e. le champ de collecte appliqué. Si, une fois l'état dégradé atteint, on inverse le signe de la tension appliquée, on inverse également le champ de collecte appliqué. Transitoirement, le contre-champ vient donc renforcer le nouveau champ de collecte. C'est ce qu'on observe figure 6.4. Au changement de signe de la tension appliquée, les temps de montée diminuent, et la collecte est accélérée, prouvant l'augmentation transitoire de la valeur du champ électrique.

Influence du taux de génération

On veut s'assurer que la dégradation est bien contrôlée, i.e. qu'elle est bien due à la charge injectée par le rayonnement de la source, et non par les

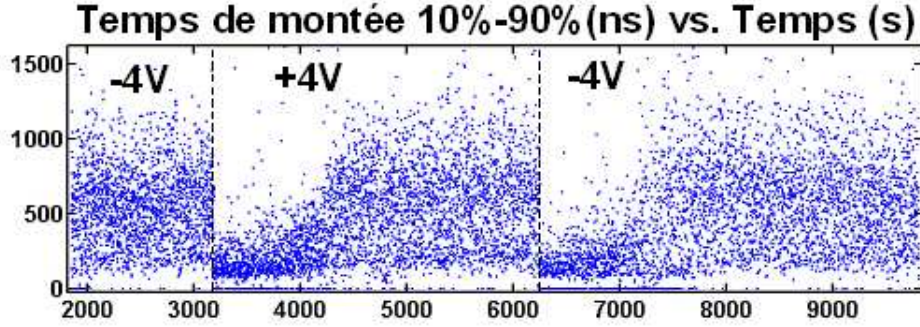


FIG. 6.4 – *Evolution des temps de montée garde sous irradiation par ^{22}Na , avec toutes les électrodes au même potentiel. Les lignes pointillés montrent les instants où l'on bascule la tension appliquée aux trois électrodes (tension $\pm 4\text{V}$ indiquée en caractères gras).*

rayons cosmiques ou par tout autre source de rayonnement parasite. En effet, des études ont montré l'influence que pouvait avoir l'émission de rayonnement infrarouge par les parties plus chaudes du cryostat sur la dégradation [67]. La figure 6.5 présente l'évolution des temps de montée fonction du temps lors de la dégradation, et pour plusieurs position de la source ^{22}Na . A chaque position correspond un taux différent de génération d'événements dans le détecteur, qui est en relation avec le temps mis par le système pour atteindre l'état dégradé stationnaire. Cette corrélation montre que la dégradation est bien due à la présence de la source.

6.2.4 2^{ème} phase: Sondage de la charge piégée

Scatter plot Centre vs. Garde

La figure 6.6 (figure de gauche) présente un scatter plot des événements de la source de ^{57}Co , une fois le détecteur dégradé par ^{22}Na et les électrodes mises à la masse. Chaque événement est représenté par un point, repéré par son amplitude sur la voie centre (en ordonnée) et son amplitude sur la voie garde (en abscisse). Ce scatter plot constitue pour nous une sorte d'empreinte caractéristique de la charge d'espace. Il est semblable au scatter plot obtenu dans le cas d'un détecteur régénéré est dont tous les électrodes sont au même potentiel. Cela confirme l'image d'un contre-champ opposé en tout point au champ de collecte: les lignes de champ induites par la charge piégée sont les mêmes que celle du champ de collecte, on retrouve donc le même scatter plot, au signe près (cf. figure 6.6, figure de droite). Pour être cohérente, la charge

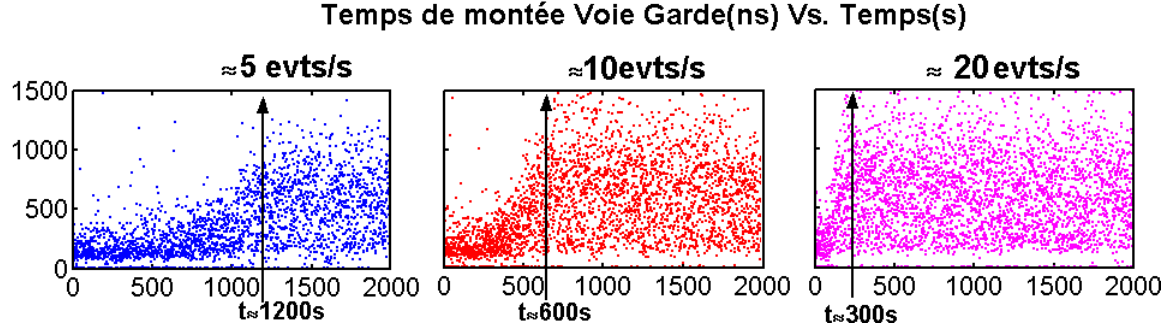


FIG. 6.5 – Evolution des temps de montée des signaux charges de la voie garde en fonction du temps sous irradiation par ^{22}Na , toutes les électrodes étant à -6V , pour différents taux d'évènements dans le détecteur. Les flèches indiquent l'instant où on peut considérer que l'état stationnaire dégradé est atteint.

surfactive calculée plus loin et injectée dans les simulations de transport et de collecte de charges devra rendre compte de ce scatter plot.

Stabilité sous irradiation

La source ^{57}Co n'est pas une sonde parfaite car elle perturbe significativement le système mesuré. Elle génère effet des charges, de manière inhomogène dans le détecteur. Ces charges, sous l'influence du champ induit par la charge piégée, vont graduellement modifier la répartition de la charge d'espace en se piégeant à leur tour. Un détecteur préalablement dégradé par ^{22}Na atteint donc un nouvel état stationnaire lorsqu'on l'irradie avec ^{57}Co (cf. figure 6.7). L'inhomogénéité du dépôt d'énergie rend la modélisation de ce nouvel état stationnaire plus difficile que dans le cas de la source de ^{22}Na . Une telle modélisation exigerait une description de la dynamique de création de la charge d'espace. On doit alors tenir compte de la répartition inhomogène des dépôts d'énergie dans le détecteur, ce qui rend nécessaire une modélisation à 3 dimensions de l'évolution de la charge piégée. Dans le cadre de cette étude, on s'en tiendra à la modélisation de l'état dégradé obtenu sous irradiation (homogène) par la source ^{22}Na , facilitée par l'utilisation d'arguments basiques d'électrostatique (cf. 1.2.3). On peut ainsi décrire cet état stationnaire dégradé sans examiner en détail le chemin emprunté par le système pour y parvenir.

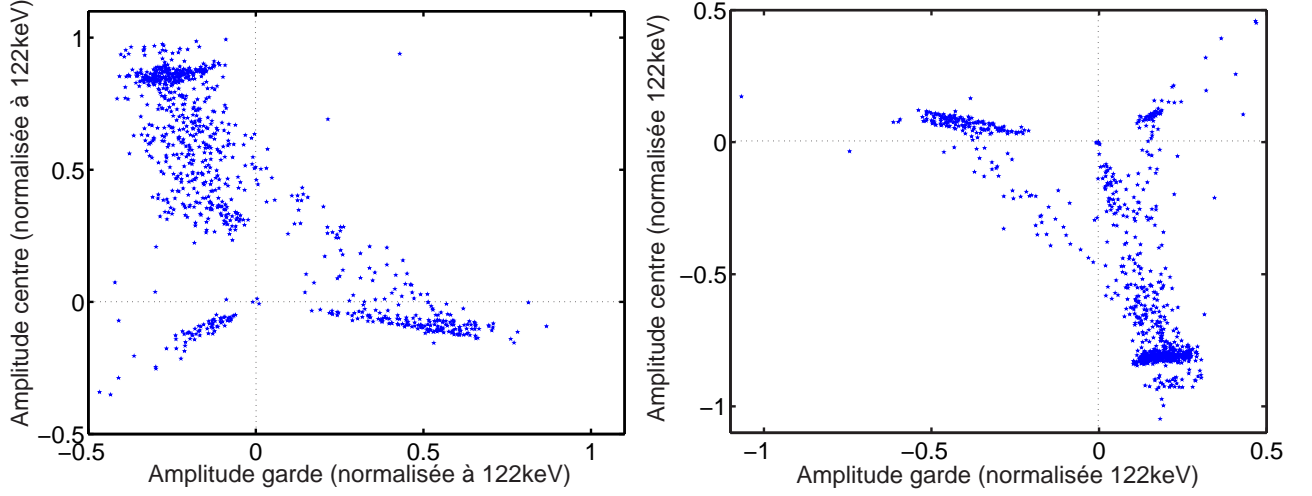


FIG. 6.6 – *Gauche: scatter plot centre vs. garde d'un détecteur avec toutes les électrodes à la masse exposé à la source ^{57}Co , préalablement dégradé avec la source ^{22}Na et toutes les électrodes à -6V . Droite: scatter plot centre vs. garde d'un détecteur préalablement régénéré, avec toutes les électrodes à -6V et exposé à la source ^{57}Co . Les deux scatter-plots sont l'image l'un de l'autre par inversion du signe des amplitudes centre et garde.*

6.2.5 3^{ème} phase: Modélisation

Modélisation de l'état dégradé stationnaire sous irradiation

Comme on l'a vu précédemment, l'état dégradé est caractérisé par une collecte des charges très incomplète et lente. Le champ électrique régnant dans le détecteur dégradé doit donc être très faible, le contre-champ produit par les charges piégées compensant approximativement le champ de collecte appliqué. On considère un détecteur dans un état dégradé "idéal", i.e. où le contre-champ compense exactement le champ appliqué lors de l'irradiation par ^{22}Na . On a alors un champ nul dans tout le volume. Par conséquent, tous les points du détecteur sont au même potentiel, celui qu'on applique aux trois électrodes. Cette modélisation reste valable tant que la quantité de charge *dans le volume* est négligeable. Dans le cas contraire, l'existence d'une densité de charge volumique rend impossible la réalisation d'un volume équipotentiel (d'après l'équation de Poisson). Dans notre cas, l'expérience est conçue pour favoriser la charge en surface par rapport à la charge piégée en volume (géométrie des détecteurs et mode de polarisation). On a d'un côté le corps du matériau ultra-pur avec très peu de centres piègeurs, et de l'autre les surfaces, présentant de fortes densités de pièges. Tous les porteurs d'un

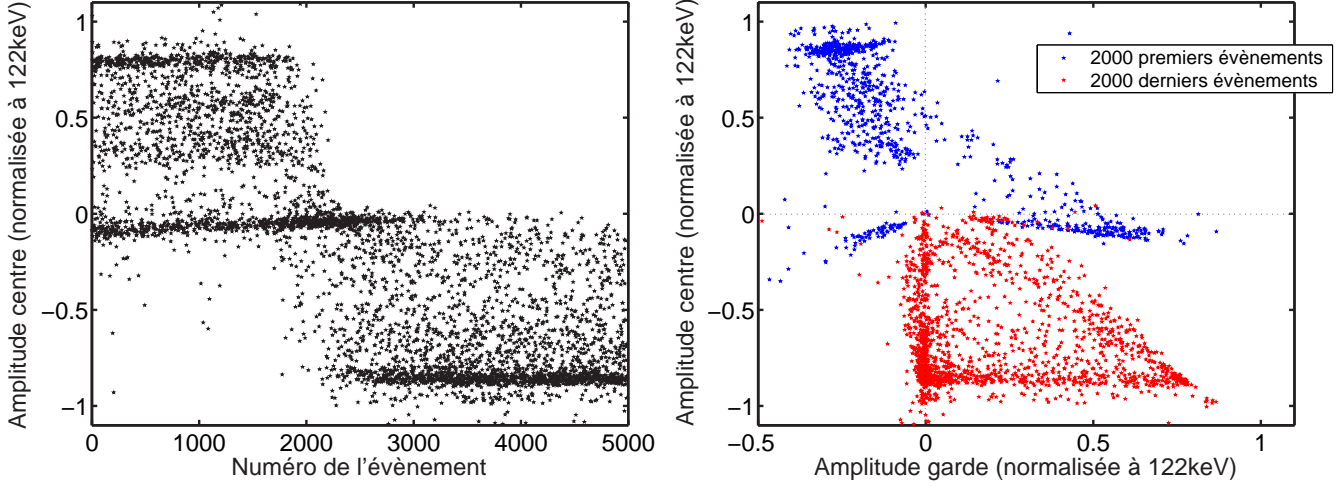


FIG. 6.7 – *Evolution de l'état dégradé sans tension appliqué et sous irradiation par la source ^{57}Co . Gauche: amplitude centre en fonction du numéro de l'évènement. Droite: comparaison des scatter plot des 2000 premiers évènements (état dégradé stationnaire dû à l'irradiation par ^{22}Na), et des 2000 derniers évènements (nouvel état stationnaire dû à l'irradiation par ^{57}Co).*

type étant conduit vers les surfaces, il est raisonnable de considérer que les effets de la charge surfacique dominent ceux de la charge piégée en volume, comme le confirmeront des observations complémentaires (cf. paragraphe 6.3). Il convient cependant de garder cette limitation à l'esprit: le problème de la quantité de charge piégée en volume, que ce soit sous irradiation ou directement après une régénération, reste ouvert (cf chapitres 7 et 8).

Calcul de la quantité de charge surfacique

Un potentiel électrique est déterminé de manière unique par la donnée de la densité de charge dans un certain domaine (ici prise nulle) et par les conditions aux limites de ce domaine. D'après les propriétés de l'équation de Poisson, ces conditions aux limites peuvent aussi bien concerner la valeur du potentiel V , que la valeur de $\vec{n} \cdot \text{grad}V$ (où \vec{n} est un vecteur normal à la surface) proportionnelle à la densité de charge surfacique. Dans notre cas, on connaît 1) la valeur du potentiel en tout point de la surface du détecteur (puisque l'on considère un détecteur équipotentiel, c'est le potentiel V_{deg} appliqué aux électrodes lors de la dégradation) et 2) la valeur du potentiel sur le boîtier en cuivre à la masse. A ce jeu simple de conditions aux limites sur le potentiel, correspond une unique distribution de charge surfacique. Pour

calculer cette distribution, on résout numériquement l'équation de Poisson, dans une géométrie où figure uniquement la surface du détecteur au potentiel V_{deg} et le boîtier l'entourant au potentiel zéro. On utilise ensuite la composante du champ électrique perpendiculaire aux surfaces libres du détecteur pour calculer la charge surfacique σ correspondante:

$$\sigma = \frac{E_{ext} - E_{int}}{\epsilon_0} \quad (6.1)$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, E_{ext} (resp. E_{int}) la composante du champ perpendiculaire à la surface à l'extérieur du détecteur (resp. à l'intérieur). D'après les hypothèses du modèle, on a $E_{int} = 0$. E_{ext} doit être évalué dans une zone proche de la surface. Pour des raisons de temps de calcul et de ressources mémoire, on se limite à une grille de calcul rectangulaire (r,z) de pas $10\mu\text{m}$. On évalue E_{ext} à $100\mu\text{m}$ de la surface, soit 10 pas de grille, pour s'affranchir des éventuels biais de la simulation à l'interface Ge/vide. A cette échelle et dans la géométrie considérée, le champ électrique varie lentement (de l'ordre du pourcent). La figure 6.8 présente la distribution obtenue dans le cas d'une tension de dégradation de -6V.

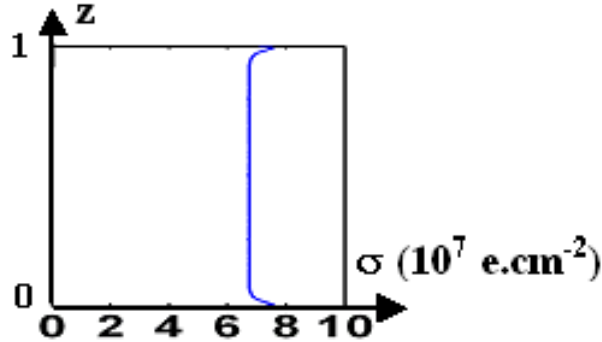


FIG. 6.8 – Distribution de charge surfacique σ sur la surface latérale du détecteur. z est la coordonnée verticale en cm. On remarque la densité de charge plus élevée au voisinage des arêtes du détecteur ($z=0$ et $z=1$).

Scatter plot simulé de l'état dégradé

On résout numériquement l'équation de Poisson correspondant à 1) des électrodes et un boîtier à la masse, et 2) la distribution de charge surfacique calculée disposée sur les surfaces libres du cristal. La carte du champ électrique obtenue est utilisée pour la simulation du transport. On obtient ainsi

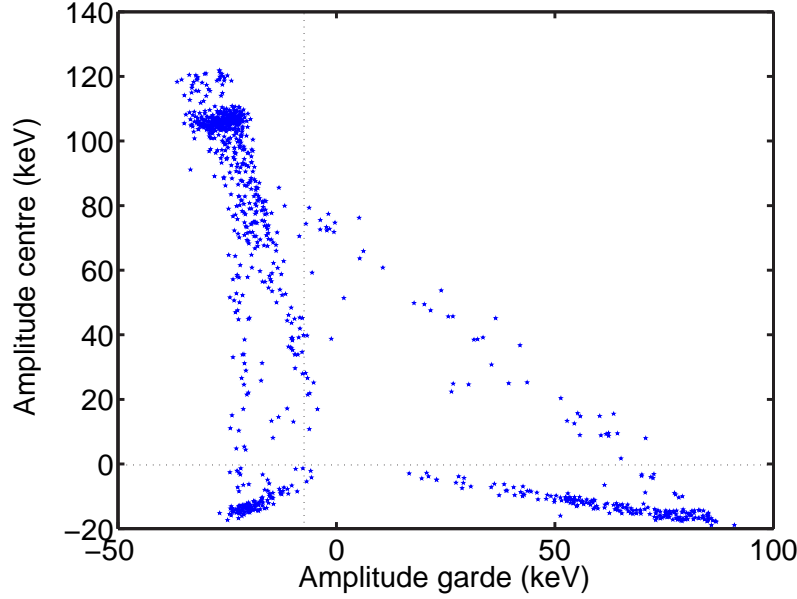


FIG. 6.9 – *Scatter plot simulé amplitude centre vs. amplitude garde pour un détecteur sans tension de collecte avec la distribution de charge surfacique correspondant à une dégradation à -6V. Les évènements simulés sont répartis uniformément dans le détecteur et leur distribution en énergie tient compte de l'effet Compton. On tient également compte de l'interaction coulombienne entre porteurs du même signe.*

un scatter plot centre vs. garde simulé. La figure 6.9 présente ce plot simulé, en bon accord avec le scatter plot expérimental (figure 6.6). Il fait apparaître les différentes populations d'évènements observées. Grace aux simulations, on peut associer réciproquement à chacune de ces populations la zone du détecteur où s'est produit le dépôt d'énergie (cf fig. 6.10). On réalise ainsi une localisation approximative des évènements dans l'état dégradé, basée uniquement sur la considération des amplitudes des signaux de charge centre et garde.

6.2.6 Discussion

Piégeage des électrons vs. piégeage des trous

Le même type de comportement est observé pour des tensions de dégradation positives et négatives: le détecteur met le même temps pour atteindre l'état stationnaire dégradé quelque soit le signe de la tension, et on a dans

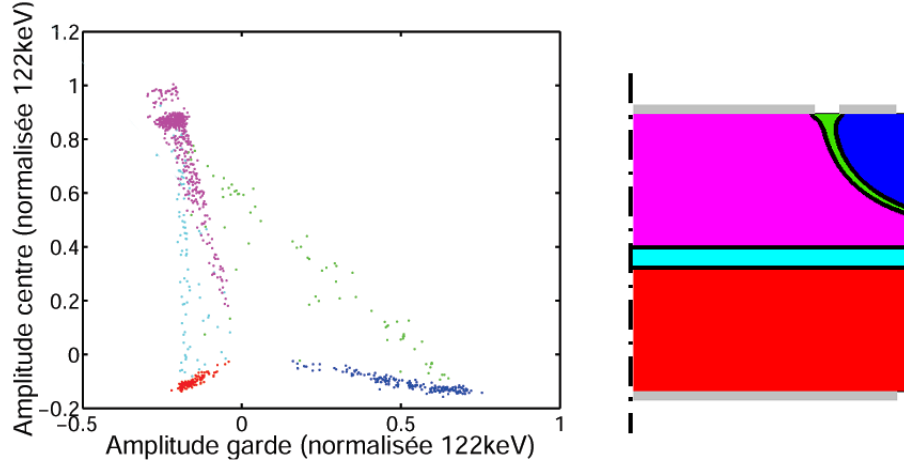


FIG. 6.10 – Localisation des différentes populations d'événements dans un détecteur aux surfaces chargées (électrodes à la masse). Gauche: scatter plot centre vs. garde simulé. Les événements simulés sont répartis uniformément dans le détecteur et on a une énergie de 122keV (on ne simule pas l'effet Compton, ni l'interaction coulombienne entre porteurs du même signe). Droite: Localisation des différentes populations du scatter plot dans le détecteur.

les deux cas un scatter plot centre vs. garde similaire (cf. figure 6.11). En première approximation, rien ne nous permet donc de différencier le comportement des trous et des électrons. On constate cependant que le scatter plot obtenu après création d'une charge surfacique positive (i.e. après dégradation sous une tension positive) est mieux reproduit par les simulations. En effet, dans le cas d'une charge surfacique négative, on observe une importante population d'événements d'amplitude centre (normalisée à 122keV) comprise entre ≈ 0.25 et 0.7 qui n'est pas reproduite dans le scatter plot simulé (cf. figure 6.11 en haut à droite et figure 6.9). Examinons plus particulièrement la population d'événements d'amplitude centre > 0.25 . Sur les figures du bas de la figure 6.11, on a représenté l'histogramme du rapport entre l'énergie mesurée sur la voie centre (E_{centre}) et l'énergie mesurée sur la voie chaleur (E_{chal}) pour cette population. Ce rapport s'apparente au rapport Q entre l'énergie mesurée par la voie ionisation et l'énergie de recul utilisé pour la discrimination du fond radioactif. Cependant, ici l'énergie de la voie chaleur n'est pas corrigée de l'effet Luke, qu'on ne peut pas calculer aisément car il dépend du potentiel électrique au point d'arrivée des charges sur la surface. Cela reste tout de même un indicateur intéressant du rendement de collecte. Or on constate une population plus importante d'événements à $\frac{E_{centre}}{E_{chal}} < 0.6$ environ dans le cas d'une charge surfacique négative. C'est cette popula-

tion qui semble échapper à la modélisation (cf. figure 6.12). On peut penser qu'elle soit due au piégeage en volume, qui réduit le rendement de collecte. D'après l'étude du piégeage en volume que nous décrirons au chapitre 7, on a un piégeage en volume plus efficace pour les électrons que pour les trous, au point que les rendements de collecte diffèrent sensiblement suivant que les trous où les électrons font le plus long parcours dans le détecteur. Cette asymétrie de comportement entre électrons et trous pourrait expliquer la présence plus marquée d'une population d'évènements mal collectés dans le cas d'une charge surfacique négative. Notons qu'on constate de même plus d'évènements mal collectés dans le cas d'un détecteur bien régénéré et avec toutes les électrodes à un potentiel positif, que dans le cas d'un potentiel négatif. Le défaut de collecte semble donc bien relever uniquement du sens du champ électrique dans le détecteur.

Quantité de charge piégée

La modélisation prévoit une quantité de charge surfacique de l'ordre de 10^8 charges/cm². Cependant, cette modélisation considère un détecteur équipotentiel dans l'état dégradé et sous tension appliquée, or les données expérimentales montrent qu'il y a encore de la collecte dans cet état dégradé (cf. paragraphe 6.2.3). Cette collecte est de mauvaise qualité (bas rendement de collecte, grands temps de montée), et prouve donc l'existence d'un champ résiduel faible mais non nul, a priori causé par une charge piégée en volume. A quelle précision la charge surfacique qui découle de la modélisation est-elle valable? Pour répondre à cette question, examinons les données qui pourraient nous renseigner sur la quantité de charges réellement piégées dans l'état stationnaire dégradé:

- **Quantité de charges injectées:** On voit figure 6.5 qu'il faut environ 600 secondes pour parvenir à l'état dégradé stationnaire, avec un taux d'évènements de 10Hz déposant une énergie moyenne de 500keV par évènement. Pendant ces 600 secondes, la source ²²Na a donc généré $\approx 3 \times 10^9$ paires dans le détecteurs. La quasi totalité des charges d'un signe sont acheminées jusqu'à la surface latérale (à l'exception de celles qui sont conduites jusqu'à la surface libre entre les deux électrodes centre et garde, mais la zone concernée est négligeable par rapport au volume du détecteur). On a donc amené $\approx 4 \times 10^8$ charges/cm² jusqu'à la surface latérale. On est en excès par rapport aux 7.10^7 charges/cm² déduit de la modélisation. Notons tout de même que la quantité de charge surfacique est ainsi déterminée à un ordre de grandeur près, ce qui implique qu'une fraction importante des porteurs générés se piègent aux surfaces et demeurent piégés pendant le temps de l'expérience.

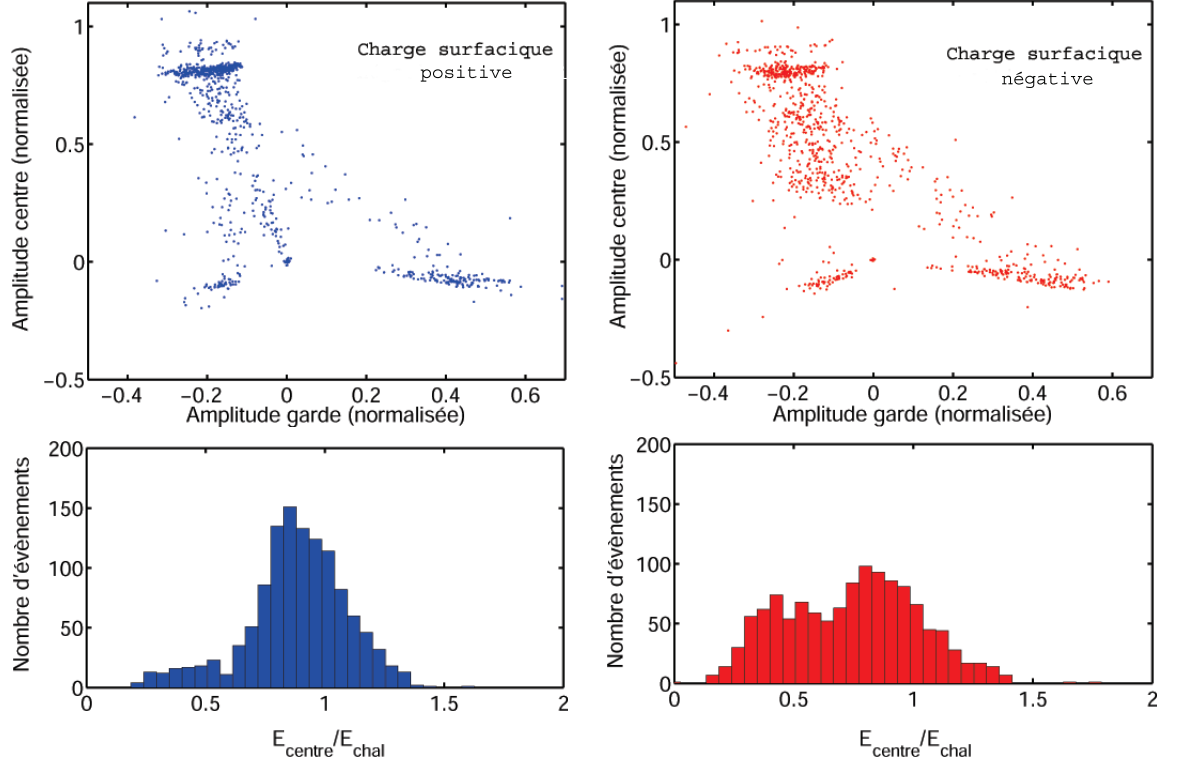


FIG. 6.11 – *Haut: scatter plots expérimentaux centre vs. garde pour un détecteur où toutes les électrodes sont à la masse, préalablement dégradé sous +6V (figure de gauche, 2000 évènements, le signe des amplitudes est inversé pour comparaison avec la figure de droite) et -6V (figure de droite, 2000 évènements). Bas: Histogramme du rapport (Energie voie centre)/(Energie voie chaleur) pour les évènements ayant une amplitude centre normalisée supérieure à 0.25.*

– **Scatter plot centre vs. garde de l'état dégradé:**

Le scatter plot obtenu avec les électrodes à la masse et après dégradation est surtout sensible à la géométrie des *lignes de champ* et non à la *magnitude du champ*. En effet, les charges induites sur les électrodes centre et garde dépendent uniquement 1) des endroits où les porteurs finissent leur trajectoire (électrode ou piège) et 2) de la valeur des potentiels de Ramo centre et garde à ces endroits (cf. paragraphe 3.5). Les potentiels de Ramo sont entièrement déterminés par la géométrie du système, et surtout la proximité du boîtier à la masse en ce qui concerne la surface latérale du détecteur. Quant aux endroits où les porteurs finissent leur trajectoire, ils dépendent en majeure partie des lignes de

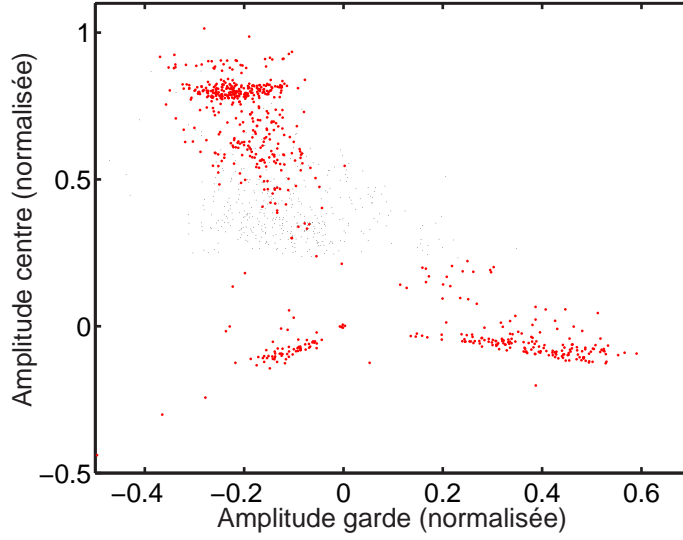


FIG. 6.12 – Scatter plot centre vs. garde d'un détecteur où toutes les électrodes sont à la masse, préalablement dégradé sous $-6V$. En rouge: tous les évènements, sauf les évènements avec amplitude centre > 0.25 et $\frac{E_{centre}}{E_{chal}} > 0.6$ (cf. figure 6.11). Points noirs: population avec amplitude centre > 0.25 et $\frac{E_{centre}}{E_{chal}} < 0.6$

champs. Dans un détecteur sans tension appliquée, une distribution de charge surfacique uniforme de valeur quelconque donne un scatter plot simulé identique à celui obtenu avec la distribution de charge tirée la modélisation (cf. figure 6.8), car dans les deux cas les lignes de champs sont identiques. Un scatter plot pris dans ces conditions permet donc de mettre en évidence la présence d'une charge surfacique, mais ne nous permet pas de contraindre la quantité de charge piégée.

Pour que le scatter plot soit sensible à la quantité de charge surfacique, il faut en fait l'acquérir dans un détecteur sous tension appliquée. On a alors dans le détecteur d'une part le champ de collecte appliqué, et d'autre part le contre-champ induit par la charge piégée. Dans le paragraphe suivant, on verra que dans des conditions bien choisies, les amplitudes centre et garde dépendront alors des importances relatives du champ de collecte appliqué et du contre-champ.

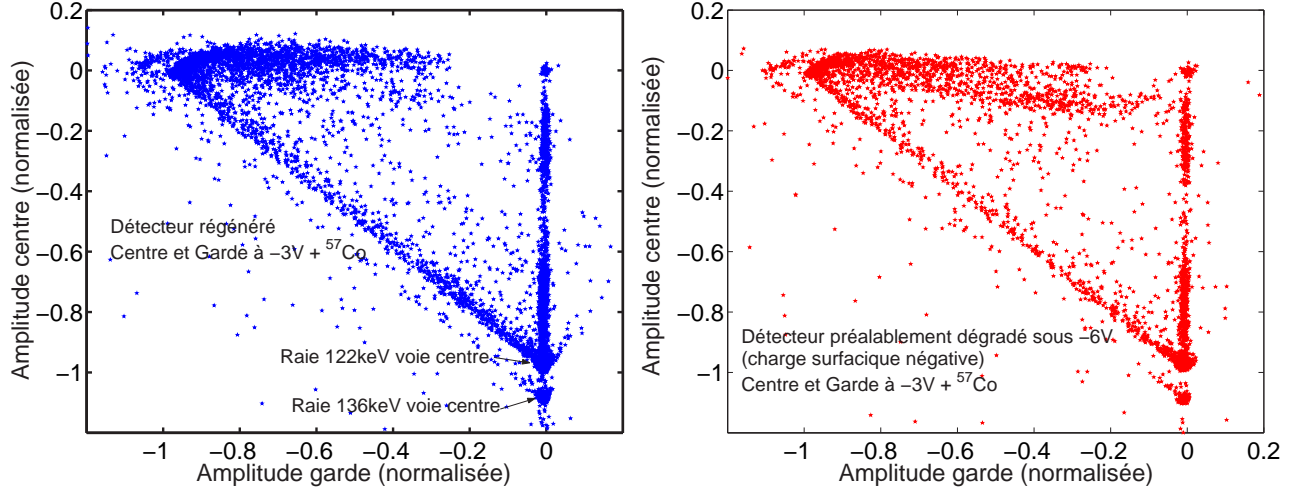


FIG. 6.13 – *Gauche: scatter plot centre vs. garde pour un détecteur régénéré normalement polarisé à -3V. Droite: Scatter plot centre vs. garde pour un détecteur normalement polarisé à -3V (centre et garde), préalablement dégradé avec toutes les électrodes à -6V (présence d’une charge surfacique négative).*

6.3 Influence de la Charge de surface dans un détecteur test polarisé

6.3.1 Motivations

La caractérisation d’un détecteur sans champ de collecte, dont les surfaces ont été chargées, nous a permis de mettre en évidence le piégeage en surface. Cependant, cette méthode contraint faiblement la quantité de charge piégée. De plus, l’intérêt pratique de cette étude est de connaître l’influence que peut avoir une charge de surface sur la collecte, dans les conditions normales de polarisation (i.e centre et garde au même potentiel, la contre électrode à la masse). Du point de vue expérimental, on se propose donc d’observer le comportement d’un détecteur normalement polarisé, lorsqu’il vient de subir une dégradation telle que celle présentée précédemment. D’autre part, l’application des outils de simulation à ce cas nous permet de comprendre l’influence de la charge de surface, tout en contraignant plus précisément sa quantité. Comme on l’a déjà dit, dans un détecteur sans polarisation appliquée la quantité de charge joue peu sur les amplitudes observées. Par contre, dans un détecteur polarisé, les lignes de champ seront différentes suivant les importances relatives du champ de collecte et du contre-champ induit par la charge piégée. Si cette charge produit des effets significatifs sur la collecte,

on a donc une possibilité d'évaluer la quantité de charge piégée, ses effets se comparant à ceux du champ de collecte appliqué.

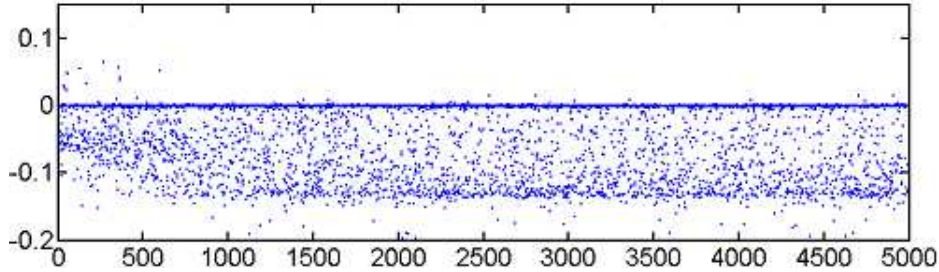


FIG. 6.14 – *Evolution des amplitudes garde en fonction du numéro d'évènement, détecteur avec centre et garde à -3V, préalablement dégradé avec toutes les électrodes à -6V.*

6.3.2 Influence de la charge de surface sur la collecte: résultats expérimentaux

On part d'un détecteur régénéré, dont toutes les électrodes sont élevées à une tension de -6V. On l'irradie avec la source ^{22}Na , jusqu'à atteindre l'état stationnaire décrit plus haut. Une fois les surfaces chargées (négativement), on change le mode de polarisation pour revenir à un mode de collecte traditionnel: centre et garde à -3V, la contre-électrode à la masse. On a bien sûr pris soin auparavant de retirer la source ^{22}Na , la source ^{57}Co ayant toujours le rôle de sonde. La figure 6.13 présente le scatter plot obtenu dans ces conditions, comparé au scatter plot d'un détecteur régénéré. Ce graphe réunit les 5000 événements du run, mais on peut voir comme illustré figures 6.14 et 6.15 que les amplitudes garde évoluent rapidement sur les 500 à 1000 premiers événements. Cette évolution est le signe d'une modification de la distribution de charge piégée lors de la phase de dégradation. Le détecteur initialement très dégradé présente un rendement de collecte faible sur la garde. Puis sous l'effet du piégeage de trous sur la surface chargée négativement, on retrouve progressivement un scatter plot plus conforme à ce qu'on attend d'un détecteur régénéré (cf. figure 6.15, colonne de gauche).

6.3.3 Influence de la charge de surface sur la collecte: simulations

La figure 6.15 (colonne de droite) présente plusieurs scatter plots simulés d'un détecteur normalement polarisé à -3V, avec une distribution de charge

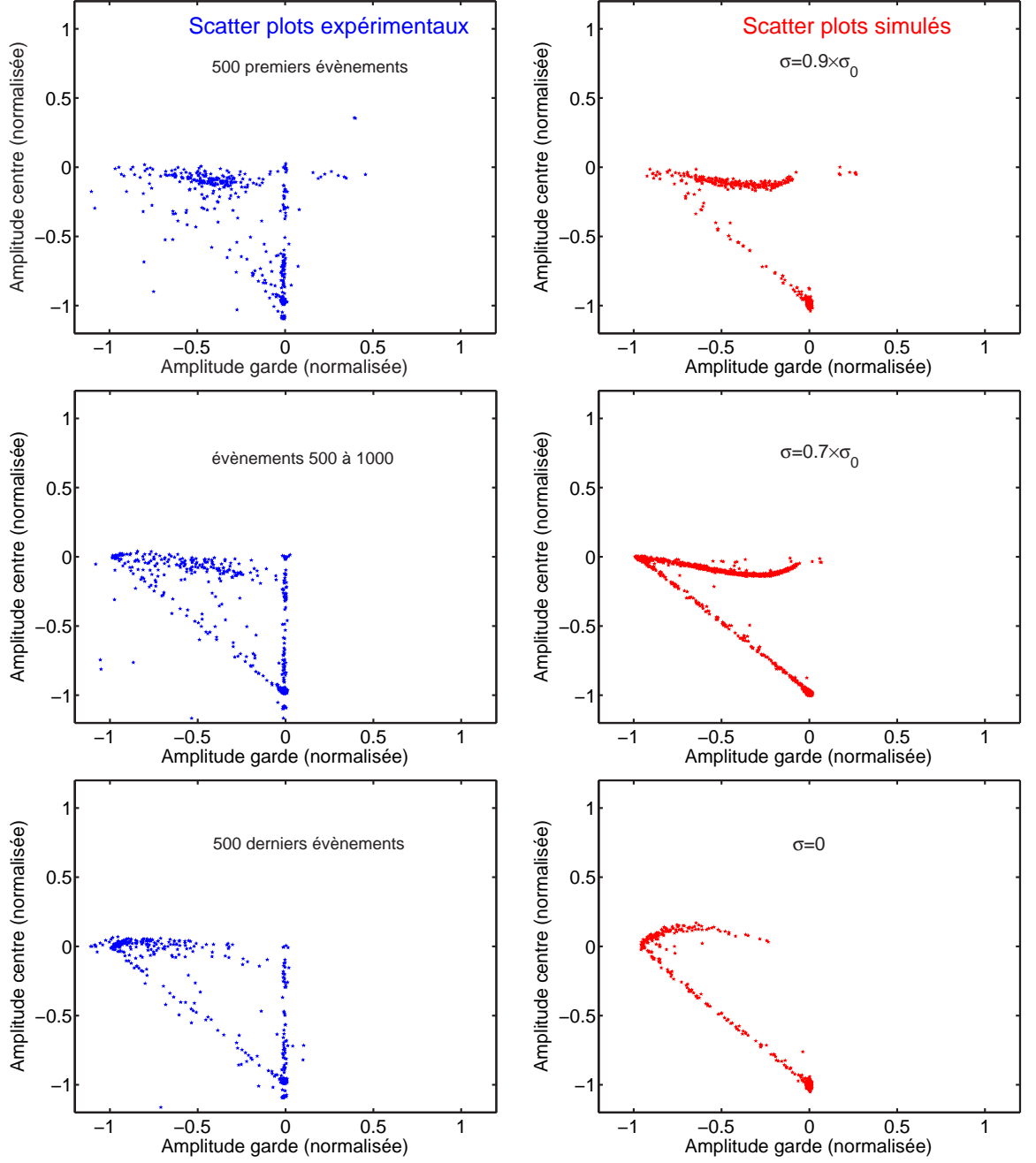


FIG. 6.15 – *Gauche: scatter plots centre vs. garde d'un détecteur test sous tension de collecte -3V (appliquée à centre et garde), préalablement dégradé avec toutes les électrodes à -6V (création d'une charge surfacique négative) à plusieurs instants du run. Droite: scatter plot centre vs garde simulé d'un détecteur sous tension de collecte -3V soumis à un rayonnement monoénergétique pour plusieurs valeurs de la charge surfacique σ (σ_0 est la distribution de charge déduite de la modélisation du paragraphe 6.2.5).*

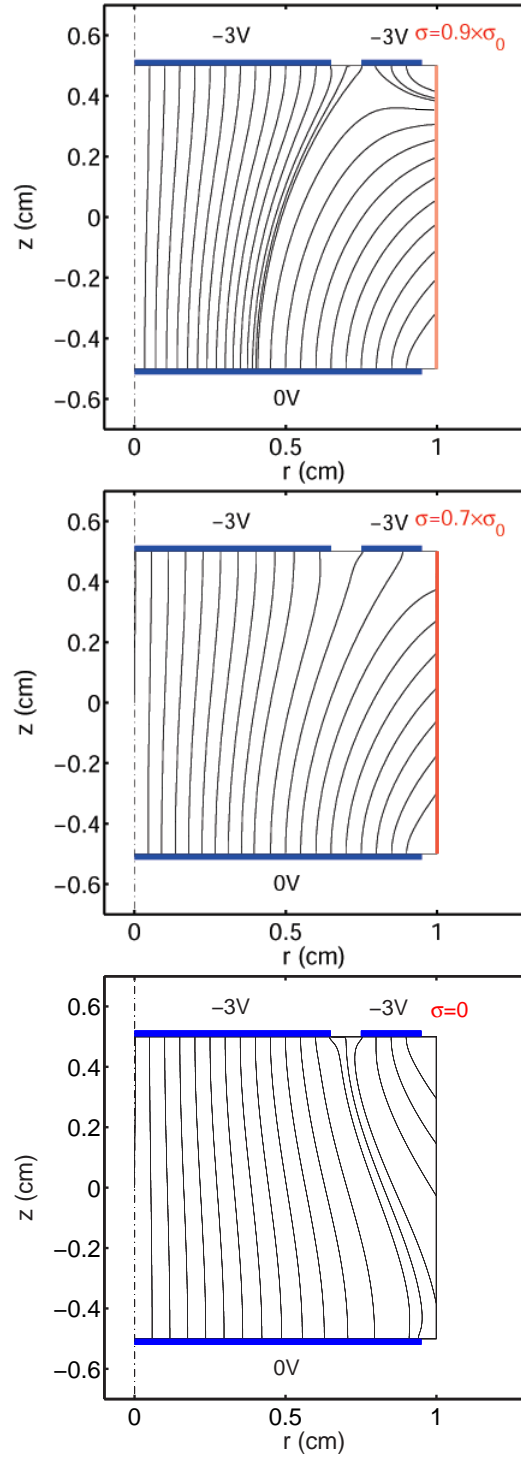


FIG. 6.16 – Lignes de champs dans un détecteur normalement polarisé à $-3V$ avec une charge surfacique $\sigma = 0.9 \times \sigma_0, 0.7 \times \sigma_0$ et 0 .

surfacique négative $\sigma = 0.9 \times \sigma_0, 0.7 \times \sigma_0$ et $0 \times \sigma_0$, σ_0 étant la distribution de charge modélisée du paragraphe 6.2.5 (calculée pour annuler le champ électrique quand toutes les électrodes sont à -6V, cf. figure 6.8). Ces simulations réalisées avec plusieurs valeur de charge surfacique différentes permettent de reproduire qualitativement les populations observées expérimentalement à plusieurs moment du run. On voit que l'aspect du scatter plot est sensible à la quantité de charge surfacique. Pour $\sigma = 0.9 \times \sigma_0$, on a un scatter plot compatible avec les premiers stades du run (500 premier évènements) avec une majorité d'évènements ayant un rendement de collecte sur la garde inférieur à ≈ 0.6 . La plupart des lignes de champs issues de l'électrode référence n'ont pas accès à l'électrode garde (cf. figure 6.16), ce qui limite l'amplitude garde. Dans un petit volume proche de l'électrode garde, on a des lignes de champs joignant la surface latérale et l'électrode garde qui sont à l'origine des quelques évènements à amplitude garde positive. Avec $\sigma = 0.7\sigma_0$ au contraire, toutes les lignes de champs issues de l'électrode garde atteignent l'électrode référence, d'où un rendement de collecte proche de 1 sur la garde. La comparaison entre scatter plots expérimentaux et simulés permet donc d'affirmer que la quantité de charge modélisée σ_0 donne une bonne estimation à environ 30% près de la charge surfacique réellement piégée.

6.4 Dégradation contrôlée par piégeage sur les surfaces libres: détecteurs EDELWEISS

6.4.1 Dispositif expérimental

Chaîne d'acquisition

On travaille sur le dispositif d'EDELWEISS-I, i.e. avec trois détecteurs en froid (de haut en bas: GSa3, GSa1 et GGa1, les lettres Sa et Ga désignant le matériau amorphe utilisé pour la fabrication des sous couches, en Si et Ge respectivement). Les résultats présentés ici concernent le détecteur GSa1. L'électronique d'acquisition est également celle d'EDELWEISS-I, seules quelques modifications des programmes d'acquisition ont été effectuées (par Simon Fiorrucci) pour permettre le suivi en ligne de l'évolution des amplitudes centre et garde. Le trigger software permet de déclencher sur n'importe lequel des signaux centre et garde et quel que soit son signe. On ne dispose pas pour cette expérience de l'électronique permettant la résolution en temps des signaux charge. Le temps de montée de l'électronique ne permet donc pas la mesure des temps de montée des signaux, le suivi de la dégradation se faisant uniquement par la mesure des amplitudes.

Irradiation gamma

La génération de porteurs libres pour la dégradation est assurée par une source de ^{60}Co placée contre le dewar, au niveau du détecteur du bas. Les gammas absorbés dans le détecteur sont essentiellement issus de la diffusion Compton dans le plomb. On obtient de cette façon une irradiation comparable à celle obtenue avec la source ^{22}Na sur les détecteurs test. On mesure une dose absorbée de 37 MeV/s d'après la voie ionisation. Cette dose peut toutefois être sous-estimée à cause des temps mort de la chaîne d'acquisition. Cependant, des simulations Géant3 effectuées par G. Nollez sont en bon accord avec la dose mesurée (43 MeV/s). On prendra dans la suite une dose moyenne de 40 MeV/s, soit un taux de génération de porteurs de $2.2 \cdot 10^5$ paires/cm³/s. On dispose en outre d'une source de ^{57}Co comme sonde de l'état dégradé, placée dans un tube longeant l'insert du cryostat et placée au niveau du détecteur GSal.

6.4.2 Résultats expérimentaux

On applique la même procédure de dégradation que celle déjà décrite pour les détecteurs tests. La figure 6.17 (figure de gauche) présente le scatter plot expérimental, obtenu après dégradation sous centre, garde et référence à -6V, une fois les électrodes à la masse. Les deux autres détecteurs présentent un scatter plot similaire.

6.4.3 Scatter plot simulé

La modélisation prévoit une densité de charge surfacique de l'ordre de 10^7 charges/cm² (pour une dégradation sous 6V). Les données d'entrée de la simulation de transport de charges (énergie déposée, lieu de l'évènement) sont des résultats GEANT3 fournis par Gerard Nollez. Elles permettent de tenir compte de la répartition des évènements suivant la position de la source ^{57}Co , et des dépôts multiples dûs à la diffusion Compton dans le détecteur. Le scatter plot simulé obtenu (cf. figure 6.17, figure de droite) est en bon accord avec les résultats expérimentaux. On représente figure 6.18 les zones du détecteurs correspondant aux différentes populations du scatter plot.

6.4.4 Discussion

Comme dans le cas des détecteurs test, on reproduit qualitativement le scatter plot expérimental. Une description quantitative nécessiterait quelques raffinements. On peut notamment remarquer que la charge simulée maximale induite sur le centre surestime celle que l'on observe expérimentalement. On peut encore une fois s'interroger sur le rôle du piégeage en volume. Comme le

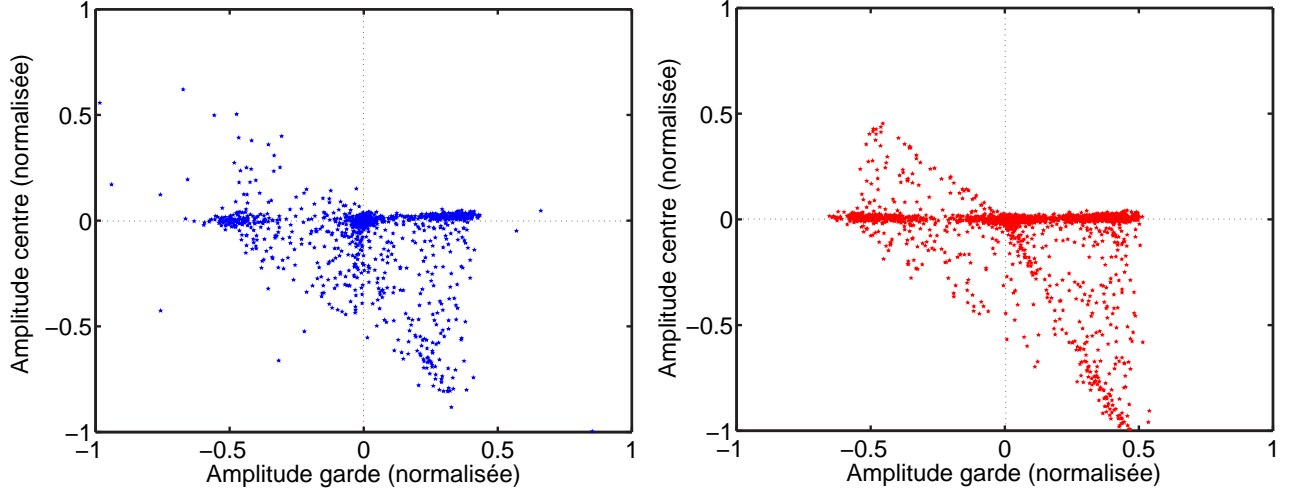


FIG. 6.17 – *Gauche: scatter plot expérimental centre vs. garde du détecteur sans tension appliquée, préalablement dégradé avec toutes les électrodes à -6V. Droite: scatter plot centre vs. garde simulé dans un détecteur sans tension appliquée et avec la charge surfacique tirée de la modélisation. Les énergies et les positions dans le détecteur des évènements sont fournies par Geant3 et tiennent compte de la diffusion Compton.*

calcul électrostatique le montre, une charge surfacique de 10^7 charges/cm², sans tension appliquée, induit un champ significatif uniquement dans les zones proches des surfaces (cf. figure 6.19). On voit ici l'efficacité de la géométrie des électrodes pour écranter la charge piégée en surface. Pour les évènements collectés entre le centre et la surface latérale (i.e. la population correspondant à une charge centre maximale), le transport des charges s'effectue sous un champ inférieur au centième de volt par cm dans la majeure partie du détecteur. On peut donc s'attendre, pour un si faible champ, à un rendement de collecte affecté par le piégeage sur les impuretés du volume, comme on le verra au chapitre suivant.

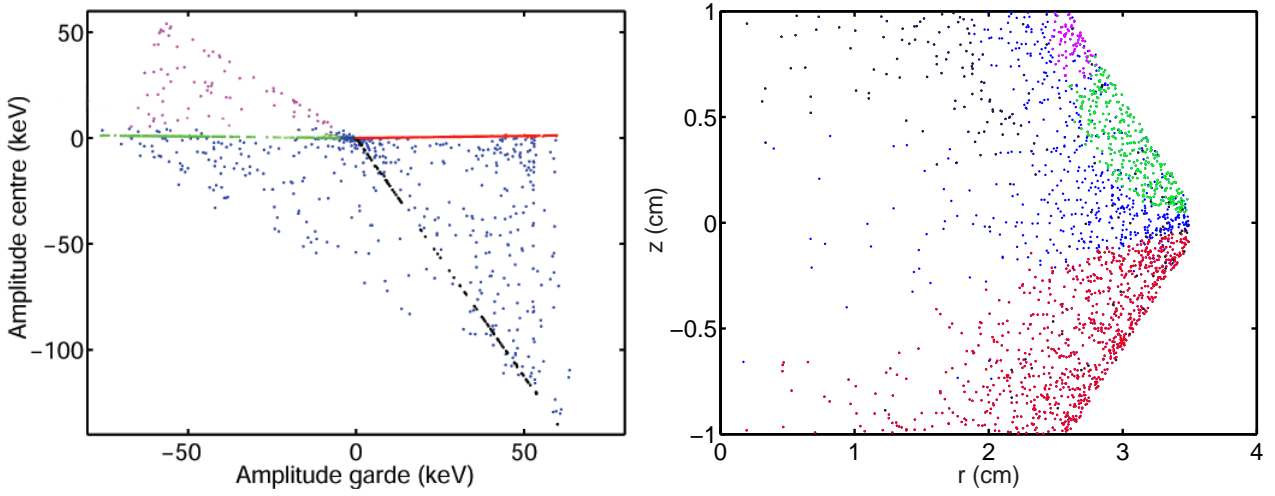


FIG. 6.18 – Scatter plot simulé centre vs. garde (figure de gauche) pour un détecteur sans tension appliquée, avec une charge surfacique négative. Les différentes couleurs symbolisent la localisation des évènements dans le détecteur, représentée sur la figure de droite.

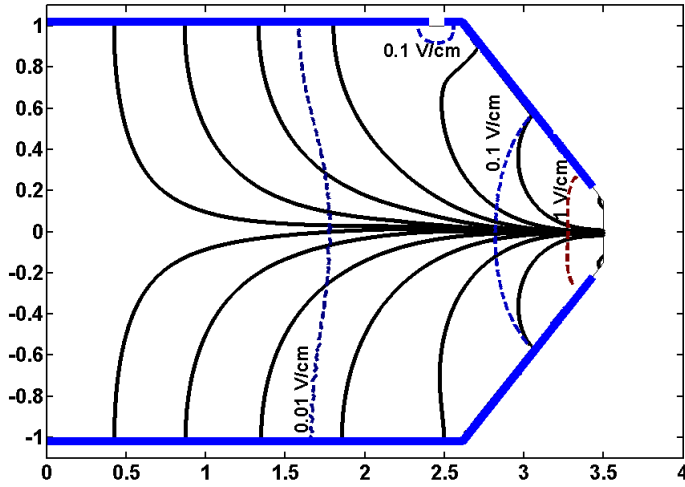


FIG. 6.19 – Lignes de champs dans un détecteur sans tension appliquée (lignes continues), avec une distribution de charge surfacique correspondant à une dégradation sous centre, garde et référence à 6V. Les lignes pointillées indiquent quelques valeurs indicative du champ électrique.

Chapitre 7

Etude du piégeage en volume dans les détecteurs EDELWEISS

7.1 Motivation et cadre de l'étude

7.1.1 Motivations

Le travail effectué sur les détecteurs test et exposé dans le chapitre précédent a permis de mettre en évidence l'efficacité des processus de piégeage en surface, et leur influence sur la collecte de charge. La géométrie de ces détecteurs tests (présence d'importantes surfaces libres) et le mode de polarisation utilisé (toutes les lignes de champs passent par les surfaces libres) nous ont permis en première approximation de négliger les processus de piégeage en volume par rapport au piégeage en surface. On se propose maintenant de mettre en évidence le piégeage en volume. La géométrie des détecteurs EDELWEISS est mieux adaptée à ce type d'étude que les détecteurs test: 1) les surfaces libres sont moins importantes 2) la configuration des électrodes en biseau permet un écrantage efficace d'une éventuelle charge surfacique (cf. paragraphe 6.4.4). De plus, les détecteurs EDELWEISS ont une épaisseur de 2cm, contre 1cm pour les détecteurs test, on s'attend donc à un effet plus prononcé du piégeage en volume, les porteurs ayant plus de chemin à parcourir. Quelques lots de données obtenues avec d'autres types de détecteurs et/ou dans des conditions différentes (état de charge, type de rayonnement utilisé) viendront compléter l'étude (cf. paragraphe 7.4.5). On choisit de mettre en évidence le piégeage en volume par l'étude de l'évolution du rendement de collecte en fonction du champ de collecte appliqué. L'idée directrice est que d'une part, dans une situation de porteurs chauds (régime non-ohmique),

la distribution en énergie des porteurs libres dépend notablement de la valeur du champ électrique appliqué. D'autre part, on dispose dans le matériau d'un ensemble de processus de piégeage, qui sont caractérisés par une section efficace dépendant de l'énergie des porteurs. Une dépendance du rendement de collecte au champ appliqué peut donc être la signature de phénomènes de piégeage dans le volume du détecteur. La plupart des processus considérés ont une section efficace décroissante avec l'énergie des porteurs, d'où leur importance à faible champ qui provoque une chute du rendement de collecte.

7.1.2 Cadre de l'étude

Ce type d'étude a déjà été effectué dans des conditions expérimentales semblables dans le cadre des collaborations CDMS et EDELWEISS. On présente ici un bref résumé de chacun de ces travaux.

a) Etude de L'Hôte, Navick et al.

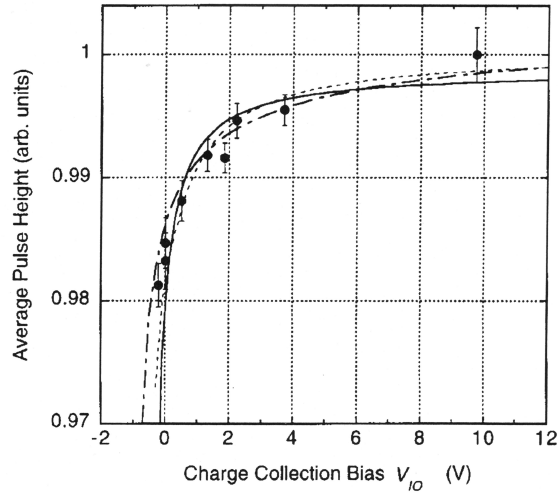


FIG. 7.1 – Etude de L'Hôte, Navick et al.: Rendement de collecte en fonction de la tension appliquée, d'après la position de la raie gamma à 86.5keV. Les différentes courbes sont les meilleurs ajustements pour plusieurs modèles de piégeage différents envisagés par les auteurs [66].

Dans le cadre d'EDELWEISS, L'Hôte et Navick [66] [67] utilisent un détecteur en germanium ultra-pur à $T < 50\text{mK}$, avec un dopage net comparable à ceux sur lesquels nous avons travaillé ($|N_a - N_d| \approx 6.10^9/\text{cm}^3$). Le détecteur cylindrique (8mm de hauteur, 48mm de diamètre) est équipé de deux

électrodes implantées, l'une de type n^+ , l'autre de type p^+ , il s'agit donc d'une structure p-i-n. Le rendement de collecte est mesuré en fonction de la tension de collecte en notant le déplacement en énergie de la raie 86.5keV d'une source de ^{155}Eu (longueur d'absorption dans Ge=2.46mm) placée face à une des électrodes. Des séances de régénération périodiques sont effectuées à l'aide d'une LED (longueur d'onde $0.88\mu\text{m}$). La chute de rendement de collecte et la perte de résolution en énergie observée à basse tension est interprétée en terme de piégeage de porteurs (cf. figure 7.1). Les caractéristiques du piégeage sont extraites par ajustement de la courbe rendement de collecte vs. tension de collecte. Cet ajustement est effectué par un modèle 1D supposant des longueurs moyennes de piégeage identiques pour les électrons et les trous et une section efficace de piégeage $\propto \frac{1}{T} \propto \frac{1}{v^2}$. Les auteurs prennent une loi de vitesse en fonction du champ électrique gouvernée par l'émission de phonons optiques. Il en ressort des longueurs de piégeage de 12, 20, 37cm à des tensions de collecte de 0.2, 2 et 10V (soit un champ de collecte de 0.25, 2.5 et 12.5 V/cm) respectivement. Le calcul électrostatique effectué en 1D et supposant une densité de charge volumique uniforme montre qu'au delà d'une densité de charge limite de $\approx 3.10^7/\text{cm}^3$, le champ électrique s'annulerait voire s'inverserait dans certaines zones du détecteur, ce qui limiterait le parcours des porteurs donc le rendement de collecte. En supposant un rendement de collecte proche de 1 pour une tension de collecte de 10V (la plus grande tension étudiée), les auteurs en déduisent une contrainte sur la densité de charge nette dans le détecteur $\rho = |N_a^- - N_d^+| < 7.10^7/\text{cm}^3$. Ils en déduisent que moins de 1% des impuretés sont ionisées. Etant donné les longueurs de piégeage λ déduites de l'ajustement, et en considérant uniquement le piégeage sur les impuretés ionisées, la section efficace de piégeage σ est estimée entre 10^{-10} et 10^{-9}cm^2 (avec $\lambda = \frac{1}{N\sigma}$ où N est la densité volumique d'impuretés ionisées).

b) Etude de Shutt et al.

Dans le cadre de CDMS, Shutt [68] [69] utilise un détecteur cylindrique (hauteur 0.96cm, diamètre 3.8cm) de type p^+-p-p^+ , en germanium ultra-pur de type p avec un dopage net de $\approx 10^{11}/\text{cm}^3$. La régénération est assurée par une source de ^{252}Cf émettant des photons gamma jusque $\approx 2\text{MeV}$, la durée du traitement représentant une quantité de porteurs générés du même ordre que le nombre d'impuretés dopantes dans le détecteur. Le rendement de collecte est évalué en fonction de la tension appliquée en mesurant le déplacement en énergie de la raie 60keV (longueur d'absorption 0.86mm) d'une source ^{241}Am placée face à l'électrode portant la tension de collecte et l'électronique de mesure. La faible pénétration du rayonnement permet d'évaluer séparément les contributions du piégeage des trous et des électrons en jouant sur le signe de

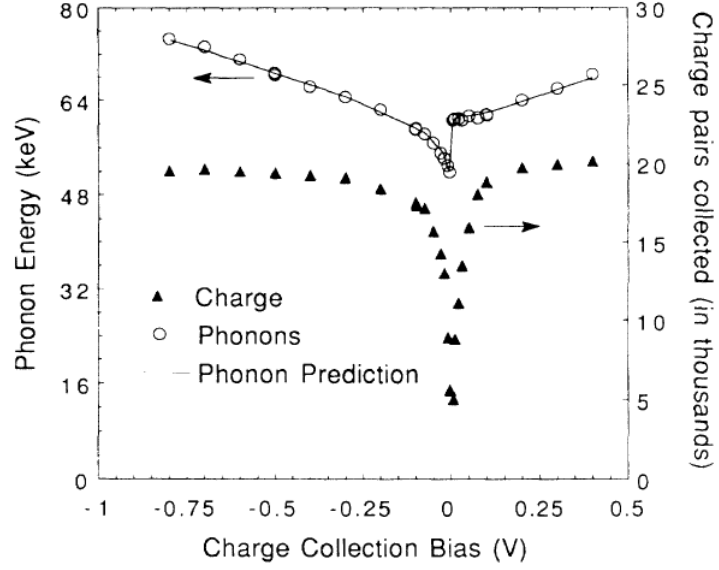


FIG. 7.2 – *Etude de Shutt et al. [68][69]: Evolution de l'énergie de la raie gamma 60keV sur la voie chaleur (cercles) et sur la voie ionisation (triangles) en fonction de la tension de collecte. La courbe en trait plein est le meilleur ajustement de la chaleur par le modèle développé par Shutt.*

la tension de collecte. Le détecteur dispose également de thermomètres NTD permettant de suivre l'évolution de la raie 60keV sur la voie chaleur. L'évolution de la position en énergie de la raie sur les voies chaleur et ionisation en fonction de la tension de collecte est représentée figure 7.2. On observe un rendement de collecte maximal pour des champs supérieurs à $\approx 0.2\text{V/cm}$, le rendement maximal étant différent selon le signe de la tension appliquée. A plus bas champ, le rendement de collecte s'effondre. Les longueurs de piégeage pour les trous, déduites des mesures de rendement de collecte, varient de ≈ 1 à 100cm dans la gamme de tensions étudiée. Les longueurs de piégeage des électrons sont plus petites pour les champs supérieurs à $\approx 0.06\text{V/cm}$, la longueur maximale étant de $\approx 10\text{cm}$ à 0.4V/cm . En prenant une densité de sites piègeurs équivalente au dopage net (i.e. $\approx 10^{11}/\text{cm}^3$), Shutt en déduit des sections efficaces variant entre $\approx 10^{-11}$ et 10^{-13}cm^2 . Concernant la voie chaleur, on observe le comportement prévu par l'effet Luke (cf. paragraphe 2.3.4) au dessus de 0.2V/cm . A champ plus faible, l'énergie chaleur est inférieure à la prédiction linéaire tirée de l'effet Luke, et on observe également une asymétrie par rapport au signe de la tension. Ce phénomène est interprété en terme de stockage d'une partie des 0.7eV fournis par le photon incident pour créer une paire électron-trou, dû au piégeage. Le porteur piégé sur un

des niveaux d'énergie introduits par les impuretés dans la bande interdite ne relaxe pas son énergie jusqu'à parvenir au niveau de Fermi, contrairement à ce qui se passe dans le cas d'une collecte par les électrodes implantées (cf. figure 7.3). Etant donné les électrodes de type p^+ , le niveau de Fermi est proche de la bande de valence, d'où une asymétrie marquée entre l'énergie stockée due au piégeage sur les donneurs (proches de la bande de conduction) et sur les accepteurs (proches de la bande de valence). Shutt ajuste son modèle sur la courbe chaleur vs. tension de collecte, et en tire les proportions d'électrons piégés sur accepteur (45%) et sur donneurs (55%), ainsi que les proportions de trous piégés sur accepteurs (80%) et sur donneurs (20%). L'auteur note qu'une étude plus précise nécessiterait une connaissance des proportions d'impuretés ionisés et neutres, les deux processus de capture sur neutre et sur ionisé ayant des sections efficaces très différentes (cf. chapitre 5), et éventuellement la prise en compte des niveaux profonds.

c) Etude de Penn et al.[70]

Cette étude est plus éloignée de nos conditions expérimentales car elle utilise des détecteurs en silicium (à $T < 0.5K$), matériau que l'on ne peut obtenir dans des conditions de pureté comparables au germanium. On a des concentrations en impuretés dopantes estimées à $\approx 10^{13}/\text{cm}^3$. Elle est toutefois intéressante en ce qu'elle met en évidence un autre processus que le piégeage le long de la trajectoire des porteurs pour expliquer la chute de rendement de collecte. En utilisant des échantillons de tailles et de taux d'impuretés différents, irradiés par une source émettant des photons de 60keV, les auteurs montrent que la modélisation 1D du piégeage ne s'accorde pas à la variation du rendement de collecte en fonction de la taille de l'échantillon. La perte de rendement est en fait relativement indépendante de cette taille, d'où l'idée que la plus grande partie de la perte a lieu dans le nuage initial de charge. Cette perte a alors lieu soit par recombinaison d'une fraction des paires électron-trou soit par piégeage, dans les conditions de faibles champs dues à l'écrantage du champ de collecte par le nuage de charges avant dissociation du plasma électron-trou.

d) Principe de notre étude

On utilise le détecteur GSA1, en germanium ultra-pur (dopage net $\approx 10^{10}/\text{cm}^3$), équipé d'électrodes en aluminium et d'une sous-couche de silicium amorphe destinée à améliorer la collecte des événements proches des électrodes [41][43][44]. On caractérise tout d'abord l'évolution du rendement de collecte en fonction de la tension appliquée en étudiant le déplacement en énergie sur la voie ionisation de la raie 122keV (longueur d'absorption 5mm) d'une source ^{57}Co .

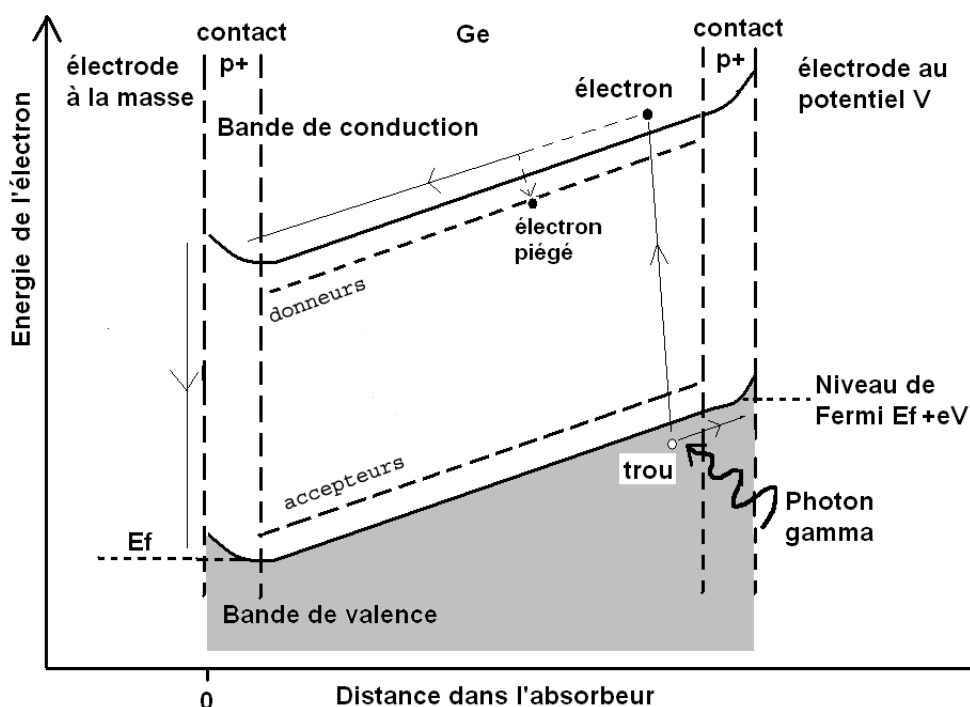


FIG. 7.3 – Schéma illustrant l'énergie perdue pour la voie chaleur lorsqu'il y a piégeage, dans le détecteur utilisé par Shutt. Sans piégeage (flèches pleines), les porteurs relaxent l'énergie initialement fournie jusqu'à atteindre le niveau de Fermi dans les électrodes. En cas de piégeage (flèches pointillées, ici le cas d'un électron piégé sur un donneur), une partie de cette énergie n'est pas relaxée sous forme de phonons et n'est pas mesurée par la voie chaleur.

On dispose également d'une voie chaleur (thermomètre NTD). Un simple modèle 1D permet d'estimer les longueurs de piégeage des porteurs à partir des rendements de collecte mesurés. On étudie les deux types de porteurs séparément en jouant sur le signe de la tension appliquée, où sur la position de la source. Cette estimation est cependant tributaire de la bonne connaissance de la position de la source et de la répartition des événements dans le détecteur. L'originalité de l'étude réside dans la deuxième partie du travail, où l'on utilise une deuxième méthode qui s'appuie sur la résolution en temps des signaux ionisation. Cette méthode permet d'estimer la dépendance du rende-

ment de collecte à la position de l'évènement dans le détecteur. On en déduit par ajustement d'un modèle 1D les longueurs de piégeage qui confirment les valeurs calculées par la première méthode tout en s'affranchissant des incertitudes concernant la répartition des évènements dans le détecteur. Cette méthode a de plus l'avantage de clairement désigner le piégeage le long de la trajectoire comme étant le phénomène prépondérant de perte de charge. Les mesures ont été effectuées dans le laboratoire souterrain de Modane, sur le montage EDELWEISS-I. On a bénéficié de l'intervalle de temps entre la fin des runs physique d'EDELWEISS-I et le début du démontage de l'expérience (maintenant remplacée par EDELWEISS-II) pour effectuer les mesures.

7.2 Procédure expérimentale

7.2.1 Dispositif expérimental

L'électronique permettant l'acquisition de signaux ionisation résolus en temps (cf. chapitre 4) est installée sur le détecteur GSA1, monté dans le cryostat EDELWEISS-I à Modane. Hormis le détecteur, le dispositif est très semblable à celui utilisé pour l'étude du piégeage en surface. Le cryostat utilisé est similaire avec quelques différences dans le câblage utilisé, et dans les valeurs de la contre-réaction de l'amplificateur de charge ($R=50\text{M}\Omega$ $C=2\text{pF}$). Le système d'amplification et d'acquisition en aval est également le même: on ne passe pas par le système d'acquisition d'EDELWEISS mais on utilise un oscilloscope numérique couplé à un PC par une carte GPIB. Mis à part quelques ajustements mécaniques, l'adaptation de l'électronique au montage EDELWEISS se résume donc à une optimisation de la capacité de compensation de l'amplificateur de charge (cf. chapitre 4).

7.2.2 Irradiation gamma

Source ^{57}Co pour la mesure du rendement de collecte

On utilise une source ^{57}Co placée dans un tube source longeant l'insert. On utilisera deux positions de source différentes (cf. figure 7.4):

- **Position A:** La source irradie la face du détecteur équipée des électrodes garde et centre (configuration illustrée figure ??). On crée des évènements principalement sous les électrodes centre et garde.
- **Position B:** La source irradie la face du détecteur équipée de l'électrode de référence. On crée des évènements principalement sous l'électrode de référence.

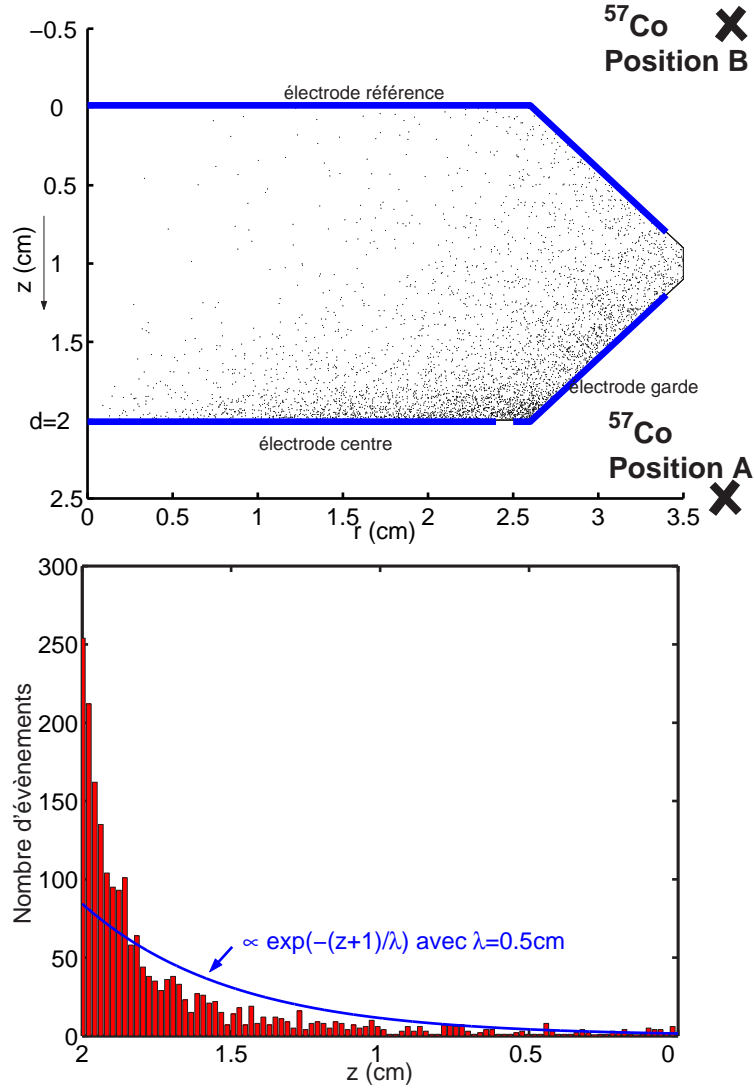


FIG. 7.4 – Figure du haut: positions A et B de la source ^{57}Co . Les points figurent la localisation des dépôts d'énergie en coordonnées cylindriques (r, z) et avec une source en position A d'après Geant3. Dans le cas d'un évènement à dépôts multiples, on pondère la position de chaque dépôt par l'énergie déposée pour définir une position moyenne. Figure du bas: Histogramme de la répartition des évènements centre pur (amplitude du signal centre $> 3 \times$ amplitude du signal garde) en fonction de z avec la source en position A d'après Geant3. A titre indicatif, la courbe montre l'allure de la répartition en 1D pour une longueur d'absorption de 0.5cm, correspondant à l'absorption de gammas de 122keV dans le germanium.

Les deux positions sont supposées symétriques par rapport au détecteur, mais on a une incertitude de plusieurs mm sur la position exacte de la source. La source donne lieu à une majorité d'évènements vers les électrodes ($z=\pm 1$ suivant la position de la source), qui ne respectent pas la symétrie de révolution du détecteur. Sur la figure 7.4, on voit que la distribution des évènements simulés par Géant3 est concentrée vers $z = -1$. Cette distribution s'écarte d'une distribution 1D en exponentielle (caractérisée par une longueur d'absorption $\lambda=0.5\text{cm}$ valable pour une incidence normale), car les directions incidentes des gammas ne sont pas selon l'axe z . La sommation des différents angles d'incidence et les effets de projection rendent la distribution plus piquée vers les électrodes (typiquement, pour un angle d'incidence θ par rapport à l'axe z , on attend une longueur d'absorption suivant z diminuée d'un facteur $\cos(\theta)$). Les simulations Geant indiquent qu'environ 40% des évènements ont lieu à moins de un mm de l'électrode concernée. Elles prévoient d'autre part que moins de 1% des évènements auront lieu à moins de $20\mu\text{m}$ d'une électrode, ce qui rend négligeable l'influence de la zone morte sur les mesures effectuées.

Source ^{60}Co pour la régénération

On utilise une source ^{60}Co pour les régénérations préalables à chaque run. La source est placée au fond du chateau de plomb, contre le dewar hélium (cf. 6.4.1). Chaque séance de régénération dure au moins 1h. La source injecte $\approx 2.2 \times 10^5$ paires/ cm^3/s dans le détecteur, on crée donc $\approx 5.10^{10}$ paires électron-trou en 1h. C'est un chiffre du même ordre mais inférieur au nombre d'impuretés à neutraliser (le détecteur a un volume de 60cm^3 pour environ 10^{10} impuretés/ cm^3 , d'où environ 6.10^{11} impuretés au total). Une durée d'une heure restera donc une référence qui permet d'assurer une régénération raisonnable étant donnée les contraintes de temps sur place [69]. Entre les mesures, on vérifie périodiquement le comportement du détecteur à faible tension de collecte ($\pm 0.1\text{V}$, soit un champ de collecte de $0.05\text{V}/\text{cm}$) en s'assurant que tous les évènements collectés ont une amplitude de même signe, en accord avec la direction du champ dans le détecteur. Cela exclut la présence d'une charge d'espace résiduelle induisant un champ parasite supérieur à $0.05\text{V}/\text{cm}$. En supposant une charge répartie uniformément, cela représente une densité de charge nette inférieure à 10^5 charges/ cm^3 .

7.2.3 Prises de données

Etant donné la faible activité de la source ^{57}Co (taux de comptage dans le détecteur $\approx 0.3\text{Hz}$), on effectue des runs longs (≈ 10 à 30h) permettant d'accumuler une statistique de plusieurs dizaines de milliers d'évènements

Tension de collecte	-4V	-1V	-0.5V	-0.5V	-0.3V	+0.5V	+0.5V	+1V	+4V
Position source	A	A	A	B	A	A	B	A	A
122keV Centre (%)	99.1	95.3	90.8	95	85.9	96.7	85.7	98.6	100
LTMH@122keV (keV)	3.1	6.0	10.8	3.9	16.9	4.5	15.4	3.2	3.3
G_i (keV)	0	-0.6	-1	0.2	-1.4	0.7	1.4	0.7	0
λ (cm)	110	21	10	19	6	29	6	71	\times

TAB. 7.1 – Résumé des prises de données effectuées et de leur analyse. Chaque run est caractérisé par une tension de collecte et une position de source. La troisième ligne indique la position du pic 122keV sur la voie ionisation centre (normalisée à 100 pour la valeur la plus grande à +4V). La quatrième ligne indique la largeur totale à mi hauteur du pic 122keV centre. L'avant-dernière ligne indique la position G_i du pic 122keV "centre pur" sur la garde. La dernière ligne indique la longueur de piégeage déduite de la valeur du rendement de collecte (cf. section 7.3.4). Etant donné la calibration par rapport à +4V (rendement pris à 100%), la longueur de piégeage déduite pour cette tension est infinie. Toutes les mesures sont prises dans la position A, sauf deux mesures à +0.5V et -0.5V (colonnes grisées)

par run. Chaque run est précédé d'une séance de régénération (cf. paragraphe précédent), et est caractérisé par une tension de collecte et une position de la source ^{57}Co (A ou B). Le tableau 7.1 résume les runs effectués. Dans la plupart des cas on irradie en position A, i.e. on crée des événements sous les électrodes centre et garde. Seuls les runs à tension de collecte de +0.5V et -0.5V ont été répétés pour les deux positions de source.

7.3 Evolution du rendement de collecte en fonction de la tension appliquée

7.3.1 Résultats expérimentaux

La figure 7.5 montre l'évolution de la position du pic 122keV pour les événements centre pur en fonction de la tension de collecte, avec une source en position A. La position du pic est exprimée en pourcentage de la position maximum observée pour une tension de +4V. On constate une dépendance nette, en accord avec l'idée d'un rendement de collecte chutant à mesure qu'on réduit le champ de collecte. Cette chute du rendement de collecte s'accompagne d'une augmentation de la largeur du pic, et de la queue d'événements prolongeant le pic à basse énergie. Aux plus basses tensions, la résolution en énergie est si dégradée que la séparation des pics 122keV et

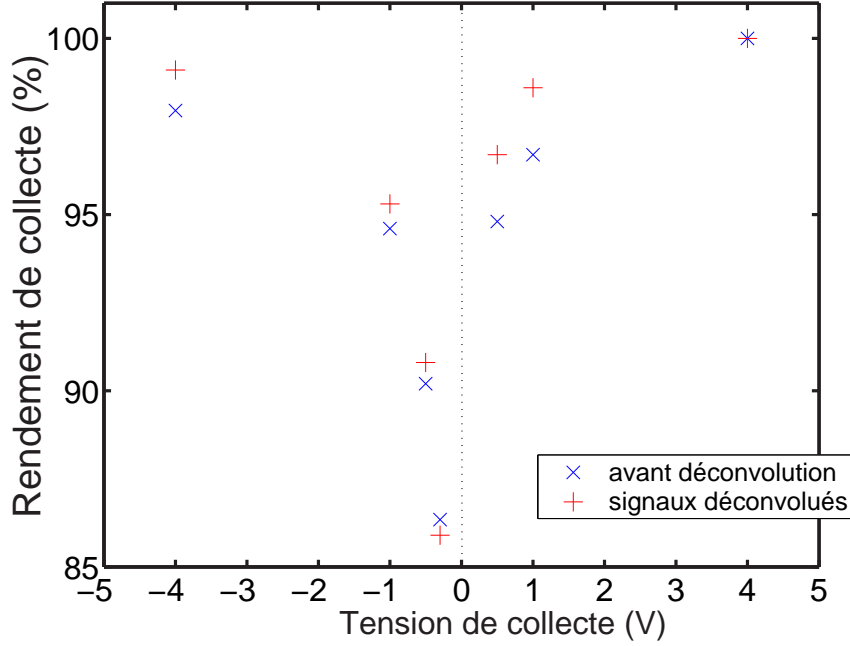


FIG. 7.5 – Evolution du rendement de collecte de la voie centre en fonction de la tension de collecte. Le rendement de collecte est évalué par la position du pic 122keV centre, et exprimé en pourcentage par rapport au rendement maximum observé à $+4\text{V}$. On a une erreur statistique de l'ordre de 0.1% au maximum sur la position du pic.

136keV devient difficile (cf. figure 7.6). Les rendements sont systématiquement plus grands, et les résolutions meilleures, pour les tensions positives. Si on interprète ce résultat par du piégeage de charges, il indique que le piégeage des électrons est plus efficace que le piégeage des trous. Cette indication est confirmée par la comparaison des rendements de collecte à $+0.5\text{V}$ (resp. -0.5V) pour les deux positions de sources (tableau 7.1): le rendement de collecte est nettement supérieur pour la position A (resp. position B) que pour la position B (resp. position A). De même, la résolution en énergie dépend fortement de la position de la source. La cohérence des deux approches (changement de position de la source et changement de signe de la tension de collecte) montrent que l'asymétrie observée est bien due à un comportement différent des électrons et des trous, et non à une asymétrie du détecteur lui-même.

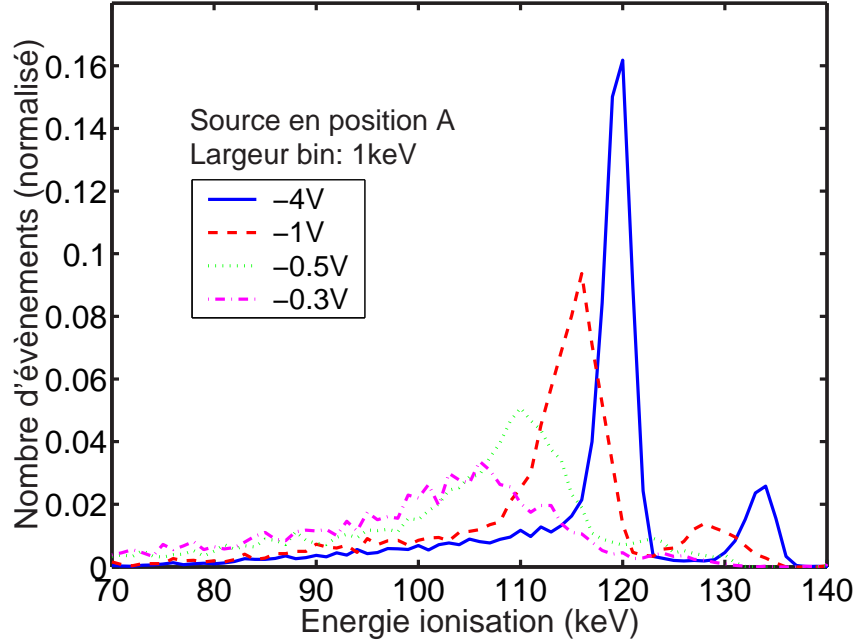


FIG. 7.6 – Spectre en énergie des événements centre pur d'après la voie ionisation, pour plusieurs tensions de collecte négatives. La source ^{57}Co est en position A.

7.3.2 Origines de la perte de rendement de collecte

On distinguera deux classes de phénomènes pouvant mener à une mauvaise collecte de charges:

- **a) Recombinaison de paires dans le nuage de charges initial:** Une fraction α des paires générées se recombinent avant que le champ de collecte ait séparé les deux types de porteurs (α dépend à priori du champ de collecte). La charge collectée sur les électrodes de mesure s'en voit réduit d'un facteur $(1 - \alpha)$. Lors de la recombinaison d'une paire, les 3eV initialement fournis par le rayonnement incident sont intégralement récupérés sous forme de phonons, la voie chaleur mesure donc l'énergie correspondante. Par contre les charges qui se sont recombinaison ne participent pas à l'effet Luke, qui est réduit d'un facteur $(1 - \alpha)$.
- **b) Piégeage de porteurs le long de leur trajectoire:** Chaque type d'impuretés présentes dans le milieu est caractérisé par une section efficace de piégeage σ (a priori différente pour les électrons et les trous et dépendant de la vitesse des porteurs, donc du champ de collecte).

On associe à σ une longueur de piégeage $\lambda = \frac{1}{N\sigma}$, où N est la densité volumique d'impuretés.

7.3.3 Modélisation 1D

Considérons un seul type de porteurs parcourant la totalité du trajet entre les électrodes de collecte. En 1D suivant la coordonnée z (coordonnée suivant l'axe de symétrie de révolution du détecteur), le nombre de charges piégées $N_p(z)$ entre 0 et z s'écrit:

$$N_p(z) = N_0(1 - \exp(-\frac{z}{\lambda})) \quad (7.1)$$

où N_0 est le nombre de porteurs initialement générés. Le nombre de porteurs piégés entre z et $z+dz$ est

$$dN_p(z) = \frac{N_0}{\lambda} \exp(-\frac{z}{\lambda}) dz \quad (7.2)$$

Les porteurs de charge q piégés entre z et $z+dz$ induiront une charge nette $dQ_p(z)$ dépendant de la valeur du potentiel de Ramo V_R de l'électrode concernée en z . En 1D, on a $V_R(z) = \frac{z}{d}$, où d est la distance entre l'électrode référence et l'électrode de mesure, d'où:

$$dQ_p(z) = V_R(z) dN_p(z) q = \frac{z}{d} \frac{N_0}{\lambda} \exp(-\frac{z}{\lambda}) q dz \quad (7.3)$$

$$Q_p = \int_{z=0}^{z=d} dQ_p(z) = N_0 q \frac{\lambda}{d} (1 - \exp(-\frac{d}{\lambda})) - N_0 q \exp(-\frac{d}{\lambda}) \quad (7.4)$$

D'autre part, le nombre de charges collectées par l'électrode de mesure est $Q_c = N_0 \exp(-\frac{d}{\lambda})$, d'où la charge totale Q induite sur l'électrode:

$$Q = Q_p + Q_c = N_0 q \frac{\lambda}{d} (1 - \exp(-\frac{d}{\lambda})) = N_0 q R \quad (7.5)$$

où $R = \frac{\lambda}{d} (1 - \exp(-\frac{d}{\lambda}))$ est le rendement de collecte ($R=1$ correspond à une collecte complète). Si une fraction α des paires électron-trous générées se recombinent dans le nuage de charges initial, on remplace simplement N_0 par $(1 - \alpha)N_0$, et $R = (1 - \alpha) \frac{\lambda}{d} \exp(-\frac{d}{\lambda})$.

7.3.4 Longueurs et sections efficaces de piégeage

Pour chaque tension de collecte, on déduit une longueur de piégeage de la valeur du rendement de collecte observée à 122keV grâce à la relation 7.5(cf. figure 7.7 et tableau 7.1). En supposant que la perte de rendement

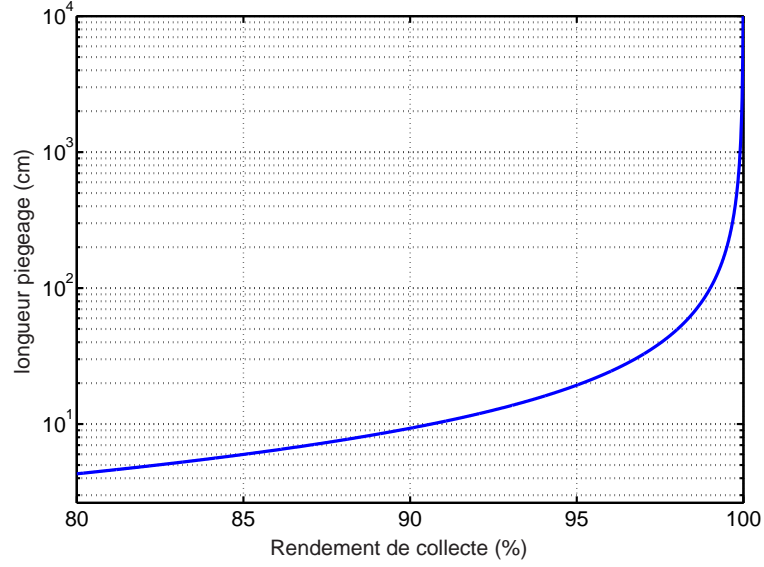


FIG. 7.7 – Longueur de piégeage en fonction du rendement de collecte d'après la relation 7.5.

de collecte est uniquement dûe à du piégeage le long de la trajectoire des porteurs ($\alpha = 0$), cette longueur caractérise les processus de piégeage des trous (tension positive et position A ou tension négative et position B) ou des électrons (tension négative et position A ou tension positive et position B).

7.3.5 Discussion

Nature des pièges

On a des longueurs de piégeage de l'ordre de 10 à 100 cm. Considérons la relation $\lambda = \frac{1}{N\sigma}$, où σ est la section efficace de piégeage et N est la densité volumique de sites piègeurs, supposés répartis de manière homogène dans le détecteur. Si on prend $N \approx 10^{10}/\text{cm}^3$, on obtient une section efficace de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-12}cm^2 dans la gamme de tension de collecte étudiée. C'est l'ordre de grandeur des sections efficaces de piégeage sur des impuretés ionisées entre ≈ 3 et 10 K d'après les données de la littérature (cf. paragraphe 5.3), le piégeage sur les impuretés neutre étant caractérisé par des sections beaucoup plus faibles ($< 10^{-14} \text{cm}^2$). Dans la gamme de tension étudiée et selon les lois de vitesses, la vitesse moyenne des porteurs varie de $\approx 3 \cdot 10^6 \text{cm/s}$ (valeur à 2 V/cm, soit une tension de collecte de 4 V) à $\approx 1.5 \cdot 10^6 \text{cm/s}$ (valeur à 0.15 V/cm, soit une tension de 0.3 V). En associant une température

à l'énergie cinétique correspondante, on trouve une gamme de température de ≈ 5 à 25K. Les résultats sont donc compatibles avec le piégeage des électrons (resp. des trous) sur les centres chargés positivement (resp. négativement).

- Si on considère une régénération efficace au point que la proportion de centres chargés est négligeable, on doit alors considérer du piégeage sur des impuretés neutres, avec des sections efficaces de 2 à 3 ordres de grandeurs plus petites. On a alors besoin d'une densité d'impuretés de l'ordre de 10^{12} à $10^{13}/\text{cm}^3$ pour rendre compte de la chute de rendement de collecte, ce qui indiquerait une concentration étonnamment importante en impuretés profondes non caractérisées par le fournisseur, hypothèse qui nous semble peu probable.
- Si le piégeage sur des centres ionisés attractifs est bien le phénomène dominant, on doit admettre qu'une fraction significative des impuretés présentes dans le détecteur sont ionisées, ce qui indiquerait une limite à l'efficacité des conditions de régénération utilisées. On notera toutefois que les caractéristiques de la collecte à faible champ indiquent une densité de charge nette inférieure à $10^5 \text{ charges}/\text{cm}^3$ (en supposant une charge uniforme, cf. paragraphe 7.2.2). Dans l'hypothèse d'une régénération peu efficace, on aurait donc une densité totale d'impuretés chargées de l'ordre de $10^{10}/\text{cm}^3$, mais avec une densité de charge nette $|N_a^- - N_d^+| < 10^5/\text{cm}^3$. On ne dispose malheureusement pas de données comparables prises avec des conditions de régénération très différentes pour comparaison.

Piégeage des trous vs. piégeage des électrons

La différence de rendement de collecte entre tensions positives et négatives et entre position de source A et B s'interprète comme une différence des longueurs de piégeage pour les électrons et les trous. On aurait donc soit plus de pièges disponibles soit des sections efficaces plus grandes pour les électrons. Les données de la littérature (cf. chapitre 5) indiquent que les sections efficaces de piégeage des électrons et des trous sont assez proches dans le cas de la capture sur impuretés ionisées (à un facteur 2 ou 3 près). Les sections efficaces de piégeage des trous sur les impuretés neutres sont en revanche plus petite d'un facteur ≈ 10 comparées aux sections de capture des électrons sur les impuretés neutres.

Efficacité d'une régénération "idéale"

Considérons une régénération "idéale", qui dure assez longtemps pour qu'il y ait établissement d'un état stationnaire de l'état de charge des impuretés. Dans cet état stationnaire, le taux de capture des trous sur les

impuretés négatives est égal au taux de capture des électrons sur les impuretés neutres: $\sigma_h^- N^- = \sigma_e N$, où σ_h^- est la section efficace de piégeage des trous sur les impuretés ionisées négatives, σ_e est la section efficace de piégeage des électrons sur les impuretés neutres, N^- est la densité d'impuretés chargées négatives et N est la densité d'impuretés neutres. On a de même le taux de capture des électrons sur les impuretés positives qui est égal au taux de capture des trous sur les impuretés neutres: $\sigma_e^+ N^+ = \sigma_h N$. On a en outre la relation $N_{tot} = N + N^+ + N^-$ (N_{tot} est la densité totale d'impuretés dopantes), qui permet au final d'obtenir les densités N^+ et N^- :

$$\begin{aligned} N^+ &= \frac{\sigma_h^- \sigma_h}{(\sigma_e + \sigma_h^-)(\sigma_h + \sigma_e^+) - \sigma_e \sigma_h} N_{tot} \approx \frac{\sigma_h}{\sigma_e^+} N_{tot} \quad (\sigma_e, \sigma_h \ll \sigma_e^+, \sigma_h^-) \\ N^- &= \frac{\sigma_e^+ \sigma_e}{(\sigma_h + \sigma_e^+)(\sigma_e + \sigma_h^-) - \sigma_h \sigma_e} N_{tot} \approx \frac{\sigma_e}{\sigma_h^-} N_{tot} \quad (\sigma_h, \sigma_e \ll \sigma_h^-, \sigma_e^+) \end{aligned} \quad (7.6)$$

Les données disponibles aux plus basses températures indiquent $\sigma_e^+ \approx \sigma_h^- \approx 10^{-10} \text{ cm}^2$ pour le piégeage sur impuretés ionisées, et $\sigma_h \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$, $\sigma_e \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$, pour le piégeage sur impuretés neutres. Avec $N_{tot} = 10^{10} / \text{cm}^3$, on a donc $N^+ \approx 10^5 / \text{cm}^3$ et $N^- \approx 10^4 / \text{cm}^3$. La plus grande concentration d'impuretés positives est en accord avec l'observation de longueurs de piéages plus petites pour les électrons que pour les trous (cf. chapitre 7). On remarquera en outre qu'avec ces valeurs, on a une charge nette positive de l'ordre de $10^5 \text{ charges/cm}^3$. C'est l'ordre de grandeur d'une densité de charge induisant un contre-champ d'une fraction de volts par cm, ce qui expliquerait également les indications de la présence d'un contre-champ de cet ordre lors des acquisitions avec des tensions de collecte inférieures au V/cm (cf. chapitre 7) Avec une densité plus grande, la collecte avec un champ de l'ordre du V/cm serait sérieusement perturbée (mauvais rendements de collecte, événements du mauvais signe..). Cependant, de telles densités ne peuvent pas rendre compte de la valeur des longueurs de piégeage observées: avec $\approx 10^5 \text{ impuretés chargées/cm}^3$, et même en prenant les plus fortes sections efficaces permises à 1K, on a des longueurs de piégeage de l'ordre de 10^5 cm , bien loin des longueurs de ≈ 10 à 100 cm observées. Dans ce cas, soit la régénération ne dure pas assez longtemps pour qu'on ait établissement du régime stationnaire, soit on a une densité d'impuretés plus grande qu'attendue.

7.3.6 Influence sur le signal garde: simulation 2D

Le piégeage des porteurs le long de leur trajectoire va induire un signal sur les deux électrodes de mesure. Pour comprendre cela, rappelons que la charge nette induite dans les électrodes de mesure se ramène à une différence entre la valeur du potentiel de Ramo au point d'arrivée des électrons, et sa

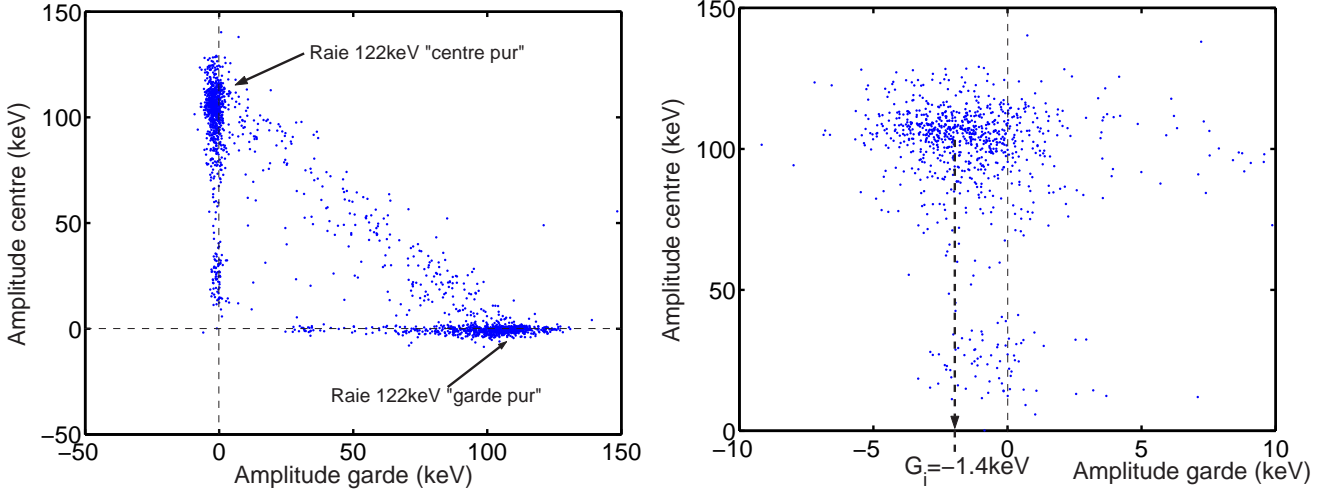


FIG. 7.8 – *Gauche: scatter plot centre vs. garde pour un run à tension de collecte $-0.3V$, source en position A. On distingue la raie $122keV$ due aux évènements collectés par le centre (évènements "centre pur"). Droite: zoom sur la population centre pur. La population $122keV$ centre pur projetée présente une amplitude non nulle $G_i = -1.4keV$ sur la garde. Cet effet est dû au piégeage. Il agit comme le cross-talk qu'on pourrait rencontrer dans le cas d'un couplage inductif entre centre et garde.*

valeur au point d'arrivée des trous (on entend par point d'arrivée la collecte dans une électrode où le piégeage qui immobilise un porteur) (cf. paragraphe 3.5).

- Un porteur collecté par l'électrode centre n'induit aucune charge nette sur la garde. Le porteur termine son parcours sur un potentiel de Ramo centre égale à 1 (d'où mesure de la charge totale sur le centre), et sur un potentiel de Ramo garde nul (d'où pas de charge mesurée sur la garde).
- Si ce porteur est piégé avant de rejoindre l'électrode centre, il finit son parcours sur un potentiel de Ramo centre inférieur à 1, d'où une charge incomplète mesurée sur le centre, et sur un potentiel de Ramo garde qui n'est pas strictement égal à 0, d'où une charge nette induite sur l'électrode garde. Cette charge induite est très faible si le piégeage a lieu près d'une électrode dont le potentiel de Ramo garde est fixé à 0, mais peut-être significative sinon (cf. cartes des potentiels de Ramo figure 3.5).

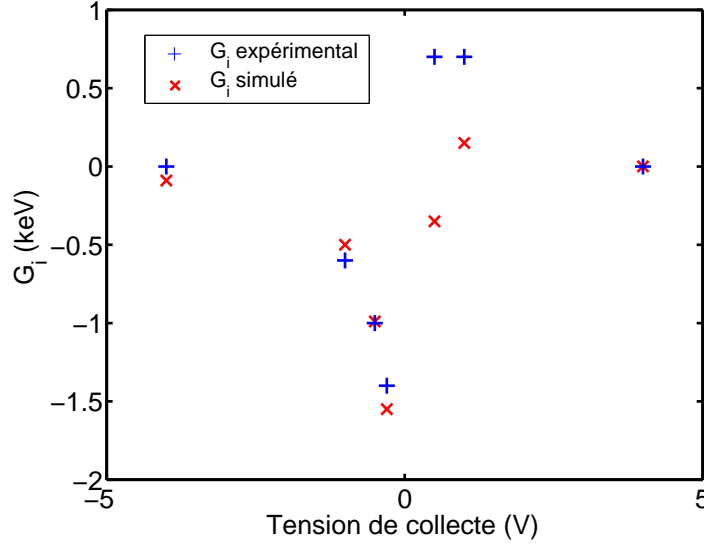


FIG. 7.9 – Valeurs de G_i (cf. figure 7.8) déterminées expérimentalement (+) et par les simulations incluant les longueurs de piégeage du tableau 7.1 (x) en fonction de la tension de collecte (source ^{57}Co en position A).

On a donc une sorte de cross-talk induit par le piégeage (ceci suppose bien entendu la correction préalable du cross-talk électronique), qui doit être d'autant plus important que les sections efficaces de piégeage sont grandes. On constate effectivement que les événements 122keV centre pur (i.e. collectés par l'électrode centre) présentent une amplitude non-nulle G_i sur la garde (cf. figure 7.8, 7.9 et tableau 7.1). Afin de simuler cet effet, on effectue des simulations de transport prenant en compte les longueurs de piégeage déterminées expérimentalement du tableau 7.1. On voit figure 7.9 que les valeurs de G_i simulés sont en bon accord avec les données expérimentales, particulièrement pour les tensions négatives.

7.4 Effets systématiques

7.4.1 Dégradation de la mesure d'ionisation au cours du run

Etant donné les runs longs effectués et l'utilisation de faibles tensions de collecte, on doit s'assurer qu'aucune dégradation de la mesure d'ionisation au cours d'un run ne vient entacher la mesure du rendement de collecte. En effet, quelques dizaines de milliers d'événements d'une énergie moyenne de 122keV (volume typique d'un run) génèrent quelques 10^7 paires/cm³ (valeur

calculée en supposant une irradiation homogène, la concentration réelle peut donc être localement plus grande que cette valeur). Si, comme l'indique les mesures effectuées, on a typiquement quelques pourcent de ces porteurs qui sont piégés, on peut parvenir à la création d'une charge d'espace significative du point de vue de la collecte, car le champ qu'elle induit est du même ordre que le champ de collecte (pour fixer les idées, une densité de quelques 10^5 charges/cm³ induit sur 2cm une variation du champ de l'ordre de la fraction de volt/cm d'après l'équation de Poisson). On vérifie donc pour chaque run que la position mesurée du pic 122keV est la même en début et en fin de run. De petites variations sont constatées aux plus faibles tensions, variations bien inférieures au pourcent et compatibles avec les erreurs statistiques, qui de plus ne changeront pas significativement l'estimation des longueurs de piégeage (cf paragraphe 7.4.3).

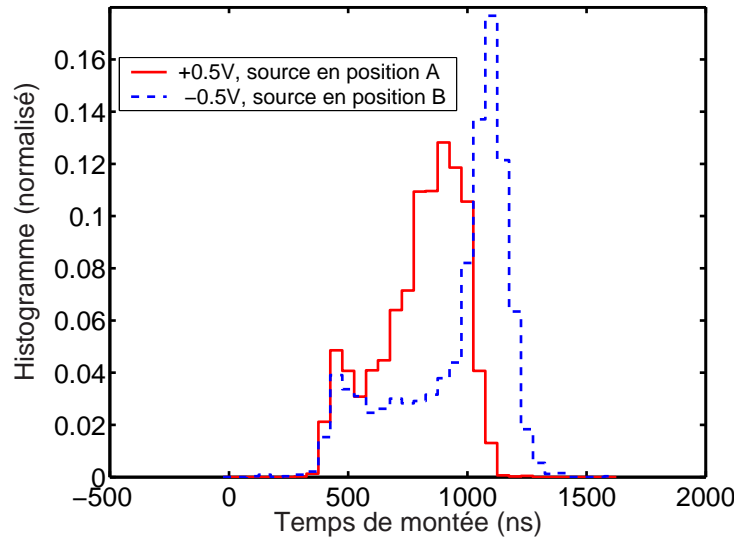


FIG. 7.10 – Histogramme des temps de montée pour un run à tension de collecte +0.5V, source en position A, et un run à -0.5V, source en position B.

7.4.2 Champ parasite

La figure 7.10 présente l'histogramme des temps de montée 10%-90% pour un run à tension de collecte +0.5V, source en position A, et un run à -0.5V, source en position B. Dans les deux histogrammes, on voit un léger pic correspondant au temps de montée minimum (cf. paragraphe 7.5.3) et un pic plus important correspondant au temps de montée maximum pour

lequel les trous (plus lents que les électrons) parcourent l'essentiel du détecteur. Dans le cas (+0.5V, position A), ce pic correspond à des événements ayant lieu près de l'électrode centre, dans le cas (-0.5V, position B) à des événements proches de l'électrode référence. On constate que la position du pic n'est pas la même dans les deux cas, avec un écart de $\approx 200\text{ns}$ ($\approx 20\%$ en écart relatif). Une asymétrie entre les deux positions de source ne peut expliquer un tel comportement. L'asymétrie entraîne une répartition différente des événements dans les deux histogrammes, mais ne joue pas sur la position du pic, qui dépend uniquement de la vitesse des trous. Cette observation est donc la preuve de l'existence d'un champ de collecte différent suivant qu'on applique une tension positive ou négative. On a donc un champ parasite dans le détecteur, assez important pour modifier sensiblement la vitesse des porteurs sous un champ de collecte appliqué de 0.25V/cm . Etant donné la dépendance des vitesses de porteurs au champ électrique ($v \propto E^{0.6}$), une variation de 20% du temps de montée implique un champ parasite de l'ordre de 0.07V/cm . Ce champ parasite a tendance à renforcer le champ de collecte lors de l'application d'une tension positive (car on constate dans ce cas des temps de montée plus courts).

7.4.3 Calibration

On n'est pas assuré d'avoir atteint le rendement de collecte maximum à +4V, mais on peut raisonnablement penser, étant donné l'évolution observée figure 7.5, que l'on est au plus à 1.5% du maximum. Le rendement de collecte observé est donc a priori une légère surestimation du rendement réel. De même, les longueurs de piégeage surestime à priori les vraies longueurs. Etant donné la dépendance des longueurs de piégeage au rendement de collecte (cf figure 7.7), l'erreur répercutée sur les longueurs est plus importante à haut rendement de collecte. Une erreur systématique de -1.5% sur le rendement de collecte mène à une incertitude de $+60\text{cm}$ (resp. $+4.6\text{cm}$, $+1.3\text{cm}$, $+0.6\text{cm}$) pour un rendement de collecte de 99% (resp. 95% , 90% , 85%).

7.4.4 Biais amplitude/temps de montée

On a vu au chapitre 4 que la présence d'une décroissance du signal ionisation sur des temps comparables à la fenêtre d'acquisition peut introduire une influence du temps de montée sur l'amplitude mesurée (calage en temps et déficit balistique). Nos mesures concernent une étude de la dépendance de l'amplitude à la tension de collecte, or le temps de montée des signaux dépend de cette tension. Il est donc nécessaire de s'affranchir de ce type de biais. On utilise pour cela la méthode de déconvolution présentée au chapitre 4. La correction des amplitudes par la déconvolution reste inférieure à 2%

(cf. figure 7.5). Cette correction a en fait une influence minime sur le calcul des longueurs de piégeage pour les plus faibles rendements de collecte, mais devient significative pour les grands rendements de collecte (cf paragraphe précédent et figure 7.15).

7.4.5 Autres lots de données

Pour tenter d'évaluer la variabilité du phénomène de chute du rendement de collecte en fonction de l'énergie déposée et de l'état de charge présumé du détecteur, on examine des données prises sur des détecteurs test avec différents types de sources [73]. Ces détecteurs tests sont d'une part le détecteur test dionysos déjà présenté (avec une source de ^{57}Co disposée sur l'électrode centre, cf. figure 6.1), d'autre part un détecteur test euryxis (avec une source ^{241}Am disposée face à l'électrode référence émettant des alphas de 5.5MeV et une source de ^{60}Co à l'extérieur du cryostat). Ces détecteurs tests ont une géométrie cylindrique avec une hauteur de 1cm, les tensions appliquées sont donc l'équivalent d'une tension double dans la géométrie EDELWEISS en terme de champ de collecte. Pour les données de l'irradiation par des alphas sur le détecteur euryxis, on représente le rendement de collecte en fonction de l'opposé de la tension appliquée, pour rester cohérent avec les données du 122keV où on irradie du côté de l'électrode centre et non du côté de la référence comme dans le cas des alphas.

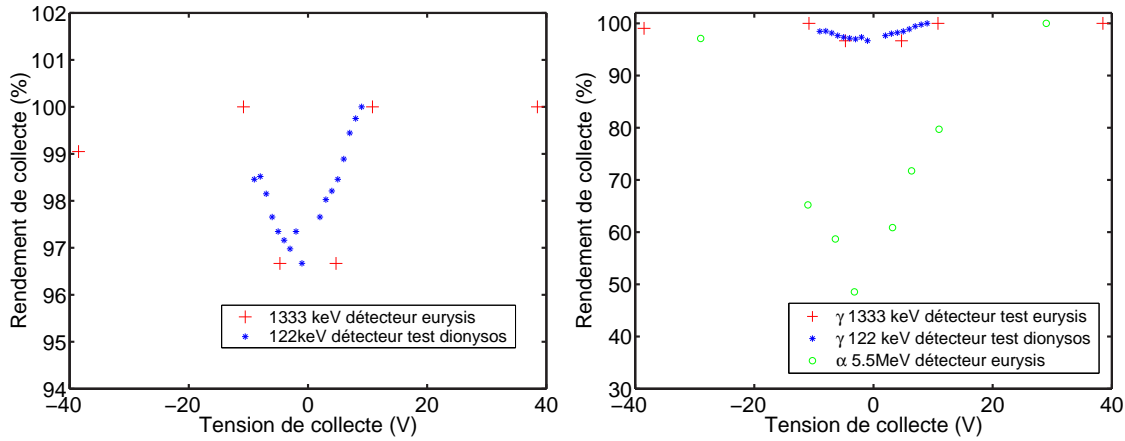


FIG. 7.11 – Gauche: rendement de collecte en fonction de la tension de collecte pour une irradiation ^{60}Co sur les détecteurs tests euryxis (signes plus) et une irradiation ^{57}Co sur les détecteurs tests dionysos (astérisques). Droite: Mêmes données que la figure de gauche, plus les rendements de collecte des alphas de la source ^{241}Am sur le détecteur test euryxis (cercles).

7.4.6 Dépendance à l'énergie déposée

Une énergie plus grande entraîne une répartition des dépôts d'énergie plus homogène dans le détecteur (en mettant à part le cas des alphas, beaucoup moins pénétrants que les gammas pour une énergie donnée). On s'attend à ce que cet effet tende à symétriser l'évolution du rendement de collecte en fonction du signe de la tension. En effet, lorsqu'on irradie une des faces du détecteur par un rayonnement peu pénétrant (ex: 122keV du ^{57}Co), on a une majorité d'événements pour lesquels un des deux types de porteurs parcourt une distance plus grande que l'autre type. Lorsqu'on change le signe de la tension de collecte, on échange le rôle joué par les électrons et les trous. Comme ces deux types de porteurs ne présentent pas les mêmes longueurs de piégeage, on a donc un rendement de collecte différent suivant le signe de la tension (cf. tableau 7.1, on observe un phénomène similaire dans le cas d'un changement de position de source). Dans le cas d'une irradiation homogène, les deux types de porteurs parcourent en moyenne la même distance avant d'être collectés, on s'attend donc à un rendement de collecte indépendant du signe de la tension. C'est ce qu'on observe en comparant les données du 122keV sur dionysos avec les données 133keV du détecteur euryssis (cf. figure 7.5, figure de gauche). Concernant les alphas (cf. figure 7.5, figure de droite), une grande proportion des événements déposent leur énergie dans la zone morte située en dessous de l'électrode, et on constate une chute du rendement collecte beaucoup plus importante que dans le cas de l'irradiation gamma. On a dans ce cas une perte de charge qui n'a pas lieu tout le long de la trajectoire des porteurs mais principalement dans la zone où les alphas déposent leur énergie.

7.5 Dépendance du rendement de collecte au temps de montée

7.5.1 Résultats expérimentaux

La figure 7.12 présente un scatter plot temps de montée en fonction de l'énergie ionisation autour du pic 122keV (événements centre pur), pour une tension de collecte de +0.5V et pour les deux positions A et B de la source. L'histogramme du bas représente les spectres en énergie mesurés dans les mêmes conditions. On constate que les événements du pic 122keV présentent une dépendance au temps de montée (remarque également valable pour le pic 136keV qui apparaît moins nettement car il contient moins d'événements). Les structures révélées par le scatter plot temps de montée/amplitude participent pour une large part à l'élargissement du pic. On obtient le même type de structures, en superposant les runs à tension de collecte $+V_{col}$ et $-V_{col}$,

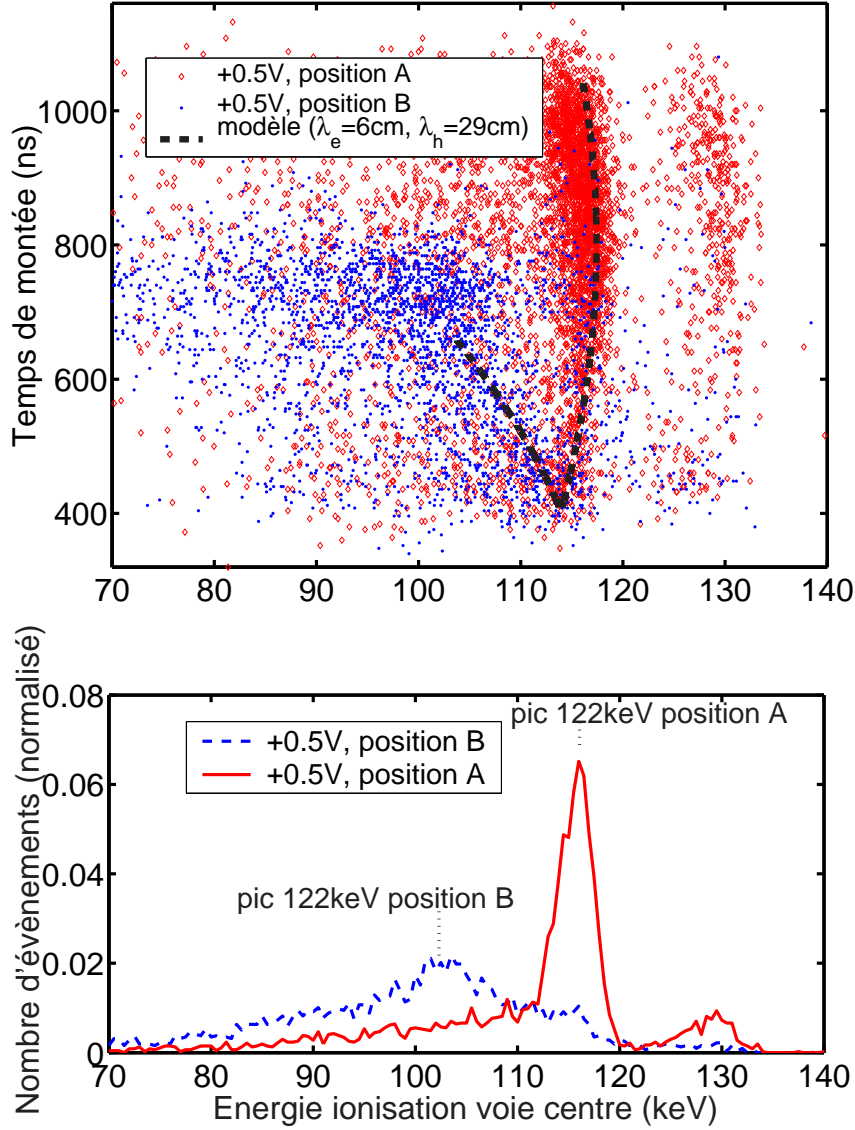


FIG. 7.12 – *Haut: Scatter plot temps de montée vs. amplitude centre de la source ^{57}Co en position A et B pour une tension de collecte de +0.5V. On a sélectionné les événements centre pur pour lesquels amplitude centre $> 3 \times$ amplitude garde. Ligne pointillés: modèle 1D (cf. paragraphe 7.5.2 et figure 7.14) avec les longueurs de piégeages déterminées expérimentalement. Bas: Spectre en énergie sur la voie ionisation centre dans les mêmes conditions.*

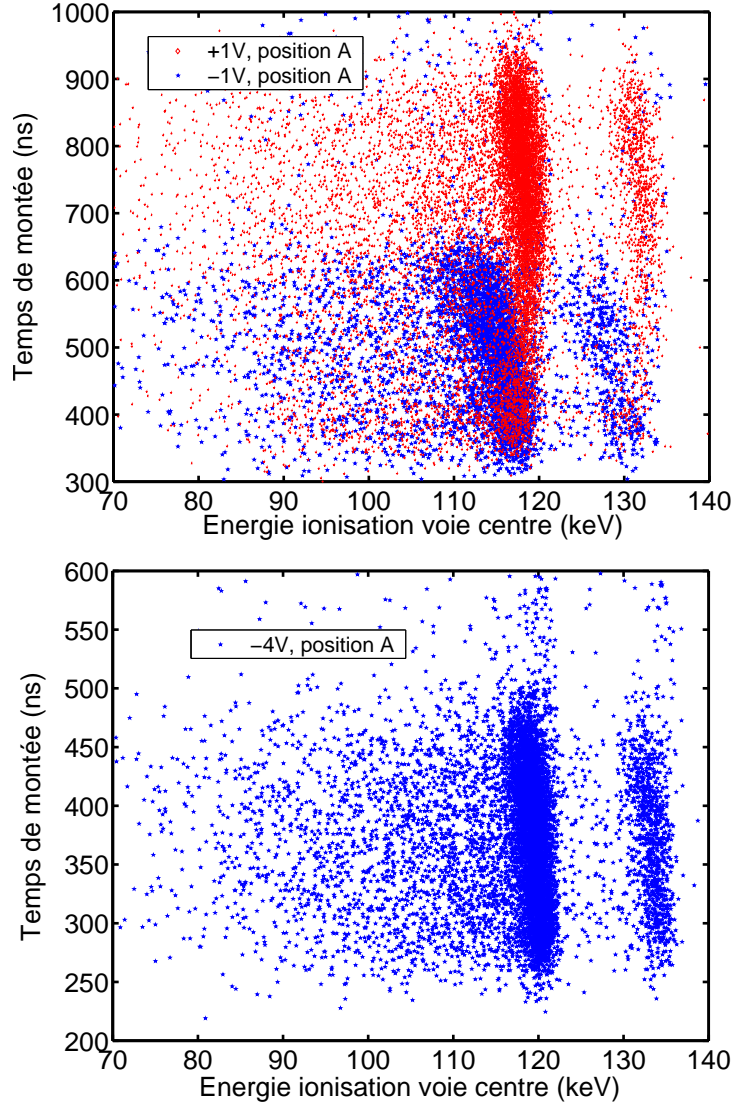


FIG. 7.13 – Scatter plot temps de montée vs. amplitude centre de la source ^{57}Co en position A pour différentes tensions. Haut: tensions -1V et $+1\text{V}$. Bas: tension -4V .

source en position A (cf. figure 7.13). Plus V_{col} est grand, moins les effets sont marqués. Cette dépendance des amplitudes au temps de montée et à la position de la source suggère une dépendance du rendement de collecte à la position de l'évènement dans le détecteur. Il apparaît logique de rapporter à nouveau cette caractéristique au piégeage de porteurs, ainsi qu'il ressort de l'analyse suivante.

7.5.2 Modélisation 1D de la dépendance à la position de l'évènement

La modélisation présentée à la section 7.3.3 suppose un ensemble d'évènements se produisant à la même coordonnées z proche de 0 (ou d suivant la position de la source). En réalité, la source génère également des évènements plus éloignés des électrodes. Considérons un évènement se produisant en z , avec $0 < z < d$. On caractérise le transport des électrons (resp. des trous) par une vitesse v_e (resp. v_h) et une section efficace de piégeage σ_e (resp. σ_h). Ces deux variables sont supposées constantes au cours de la trajectoire des porteurs pour une tension de collecte donnée (modèle 1D avec un champ électrique homogène). Si $z=0$ correspond à l'électrode référence et $z=d$ à l'électrode de mesure élevée à une tension positive, le champ électrique est orienté suivant les z décroissants. Les trous ont une distance $d_h = z$ à parcourir pour être collectés, les électrons une distance $d_e = d - z$. Le rendement de collecte de l'évènement considéré s'écrit alors:

$$R(z) = (1 - \alpha) \left[\frac{\lambda_e}{d} (1 - \exp(-\frac{d-z}{\lambda_e})) + \frac{\lambda_h}{d} (1 - \exp(-\frac{z}{\lambda_h})) \right] \quad (7.7)$$

par un raisonnement similaire à celui du paragraphe 7.3.3. R passe par un maximum pour une valeur z_0 telle que $\frac{\lambda_e}{\lambda_h} = \frac{d-z_0}{z_0}$ (cf. figure 7.14).

7.5.3 Modélisation 1D de la dépendance au temps de collecte de l'évènement

La dépendance en z entraîne une dépendance au temps de collecte. Les électrons ayant une vitesse de drift plus importante que les trous, ce temps de collecte est le temps maximal mis par un des deux types de porteurs pour être collecté:

$$t_c = \max\left(\frac{d-z}{v_e}, \frac{z}{v_h}\right) \quad (7.8)$$

et varie donc suivant la position de l'évènement. Si z_{eq} est la position pour laquelle les électrons et les trous mettent le même temps t_{eq} à être collectés ($z_{eq} = \frac{dv_h}{v_e+v_h}$, $t_{eq} = \frac{d}{v_e+v_h}$) on a (cf. figure 7.14):

$$\begin{aligned} t_c &= \frac{z}{v_h} & z > z_{eq} \\ t_c &= \frac{d-z}{v_e} & z < z_{eq} \end{aligned} \quad (7.9)$$

d'où l'expression du rendement de collecte R en fonction du temps de collecte t_c :

$$\begin{aligned} R(t_c) &= (1 - \alpha) \left[\frac{\lambda_e}{d} (1 - \exp(-\frac{d-v_h t_c}{\lambda_e})) + \frac{\lambda_h}{d} (1 - \exp(-\frac{v_h t_c}{\lambda_e})) \right] & z > z_{eq} \\ R(t_c) &= (1 - \alpha) \left[\frac{\lambda_e}{d} (1 - \exp(-\frac{v_e t_c}{\lambda_e})) + \frac{\lambda_h}{d} (1 - \exp(-\frac{d-v_e t_c}{\lambda_e})) \right] & z < z_{eq} \end{aligned} \quad (7.10)$$

La figure 7.14 montre la relation obtenue avec des longueurs de piégeage typiques.

7.5.4 Utilisation des données de localisation

Le scatter plot temps de montée vs. amplitude (figure 7.12) montre une dépendance du rendement de collecte au temps de montée, qui correspond qualitativement à ce qui ressort de la modélisation (figures 7.14 et 7.12). On souhaite réaliser un ajustement des données expérimentales par le modèle 1D présenté précédemment, ajustement dont les paramètres à déterminer sont les deux longueurs de piégeage et la fraction α de paires recombinées. Cette méthode a l'avantage d'extraire les longueurs de piégeage en considérant la forme de la dépendance du rendement de collecte au temps de montée, et non seulement la position moyenne en énergie des événements 122keV. On s'affranchit ainsi des incertitudes liées à la position de la source et à la répartition des événements dans le détecteur. De plus, on a théoriquement accès à la fraction α , qui a été négligée jusqu'ici. En pratique cependant, l'erreur sur α peut être importante si la calibration n'est pas assez précise. On réalise l'ajustement sur la dépendance du rendement de collecte à la position de l'évènement z , qui a l'avantage d'être une fonction relativement simple de z , alors que le fit dans le plan temps de montée/rendement de collecte revient à un ajustement plus délicat par une courbe paramétrée par z . On dispose des données de localisation des événements uniquement pour les runs à +1V et -1V (localisation basée sur l'analyse des signaux ionisation résolus en temps, cf. paragraphe 3.6).

7.5.5 Détermination des longueurs de piégeage

Le résultat de l'ajustement est présenté figure 7.15. On en tire les paramètres $\lambda_e = 18\text{cm} \pm 1\text{cm} (\pm 0.1\text{cm})$, $\lambda_h = 109\text{cm} \pm 50\text{cm} (\pm 1\text{cm})$ et $\alpha = 0.993 \pm 0.001 (\pm 0.02)$. Les erreurs indiquées sont d'une part l'erreur statistique estimée par la méthode d'ajustement, d'autre part l'erreur systématique pour une erreur de calibration de $\pm 2\%$ (entre parenthèses). On voit qu'une erreur de calibration a relativement peu d'impact sur l'estimation des longueurs de piégeage. Vers $z=2$, la forme aplatie de la courbe et les rendements de collecte proches de 1 entraînent en revanche une erreur statistique importante sur l'estimation de λ_h . On voit également que la déconvolution joue ici un rôle important. Avant déconvolution, le meilleur ajustement favorise des λ_h plus petits du fait de

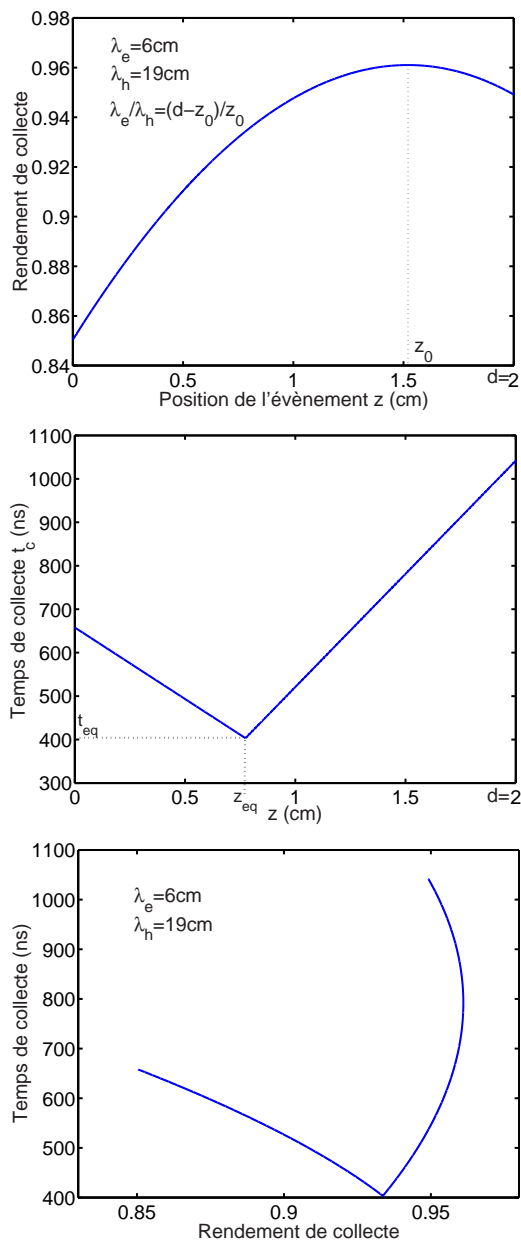


FIG. 7.14 – *Haut: Rendement de collecte en fonction de la position z de l'évènement d'après la relation 7.7, avec des longueurs de piégeage typiques. La position du maximum z_0 est directement liée au rapport des longueurs de piégeage des trous et des électrons. Milieu: Temps de collecte en fonction de la position z de l'évènement (cf. texte) pour un champ de 0.25V/cm d'après les lois de vitesse des porteurs. Bas: Temps de collecte en fonction du rendement de collecte déduit des deux figures précédentes.*

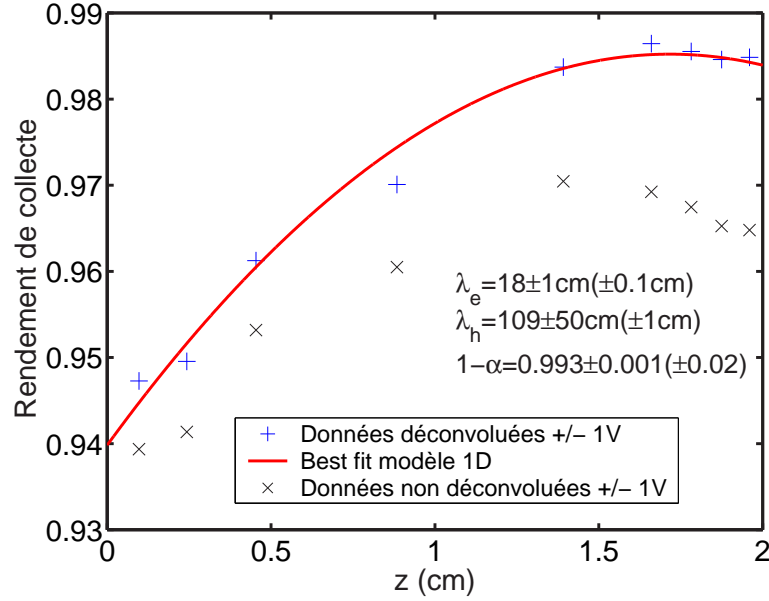


FIG. 7.15 – Meilleurs ajustement de la dépendance rendement de collecte/position de l'évènement z , d'après les runs à $+1V$ et $-1V$ et les positions z déterminées par la procédure d'ajustement des signaux expérimentaux par les signaux simulés. Les points expérimentaux sont déterminés par tranche de valeurs de z . Ces tranches sont définies de manière à ce qu'on est un nombre suffisant d'évènements dans chaque tranche. On détermine l'amplitude moyenne d'une tranche de z donnée en ajustant l'histogramme des rendements de collecte par une gaussienne (erreur statistique $\approx 0.1\%$). Les erreurs indiquées sur les paramètres λ_e, λ_h et α sont les erreurs statistiques évaluées par la routine d'ajustement et l'erreur systématique (entre parenthèse) due à une erreur de calibration de $\pm 2\%$.

la présence d'un maximum dans la courbe (la position du maximum détermine le rapport $\frac{\lambda_e}{\lambda_h}$, cf. figure 7.14), et doit compenser en donnant $1 - \alpha > 1$. Etant données les incertitudes sur les longueurs de piégeages calculées par le rendement de collecte, ces résultats sont compatibles avec ceux du tableau 7.1.

Chapitre 8

Etude de la dégradation dans les détecteurs EDELWEISS

8.1 Introduction

Dans les chapitres précédents on a mis en évidence les processus de piégeage en volume et leur influence directe sur la qualité de la collecte de charges. Il s'agit maintenant d'étudier quel type de charge d'espace peut se constituer à cause de ces processus. La distribution spatiale de cette charge dépend de la répartition des événements dans le détecteur (où dépose-t-on la charge et quel chemin emprunte-t-elle?) et de celle des impuretés (où les porteurs ont-ils le plus de chance d'être piégés?). Elle va également dépendre de la balance entre les différents processus en jeu, qui ont parfois des effets antagonistes. Un électron peut par exemple ioniser une impureté neutre par piégeage, qui devient chargée négativement. Par la suite, un électron suffisamment rapide peut neutraliser le piège via le processus d'ionisation par impact, ou bien un trou peut se piéger sur le site considéré: dans les deux cas, la charge négative initialement attribuée à l'impureté par piégeage d'un électron lui est retirée. La formation d'une charge d'espace est de plus susceptible de modifier sensiblement le champ électrique régnant dans le détecteur. Lorsque le détecteur subit une irradiation uniforme, on s'attend donc à l'établissement progressif d'un régime stationnaire, résultat d'un problème auto-cohérent où les sections efficaces des processus modelant la distribution de charge peuvent dépendre de cette même distribution. Dans un premier temps, on caractérisera expérimentalement le régime stationnaire et la distribution de charge d'espace atteinte dans ce régime sous irradiation uniforme. On présentera ensuite une modélisation de cet état rendant compte des données expérimentales. On étudiera pour finir des effets de dégradation observés dans des conditions d'irradiation localisées (alphas), qui suggèrent

une efficacité accrue du piégeage sous les électrodes du détecteur.

8.2 Procédure expérimentale

Le dispositif expérimental est le même que celui présenté au chapitre 7: on travaille à Modane sur le détecteur EDELWEISS GSA1, avec l'électronique AMPTEK permettant la mesure résolue en temps des signaux ionisation (cf. chapitre 4). On utilise la méthode déjà employée pour mettre en évidence le piégeage en surface (chapitre 6). Ici encore on cherche à dégrader le détecteur de manière contrôlée, mais cette fois de manière à favoriser la constitution d'une charge d'espace en volume. La géométrie EDELWEISS est ici bien adaptée du fait de la moindre importance des surfaces libres (cf. chapitre 6). L'expérience se déroule en deux phases.

8.2.1 1^{ère} phase: Dégradation par irradiation ^{60}Co sous tension appliquée

Le détecteur est tout d'abord régénéré, puis exposé à la source ^{60}Co en étant polarisé dans les conditions normales de l'expérience (électrodes centre et garde élevées à la tension de collecte V_{coll} , électrode référence à la masse). Les simulations Geant3 indiquent un dépôt d'énergie moyen homogène suivant l'axe z du bolomètre. Suivant la coordonnée radiale, les simulations prévoient cependant une dose 2 à 3 fois supérieure pour les zones du détecteur les plus proches de la source. Elle injecte en moyenne 40MeV/s dans le détecteur, soit 2.2×10^5 paires/cm³/s (cf. section 6.4.1). La dégradation des performances du détecteur sous l'effet de la constitution d'une charge d'espace est suivie en ligne par deux indicateurs: amplitude et temps de montée des signaux ionisation. En particulier, on assiste à une augmentation progressive des temps de montée, qui se stabilisent autour d'une valeur moyenne après un certain temps. Lorsque les temps de montée sont stabilisés, on considère qu'on a atteint un état stationnaire et on passe à la deuxième phase.

8.2.2 2^{ème} phase: Sondage de la charge d'espace par ^{57}Co sans tension appliquée

On éloigne la source de ^{60}Co et on met toutes les électrodes à la masse. La source ^{57}Co est placée dans le tube source au niveau de GSA1 et on lance l'acquisition. Aucune tension de collecte n'étant appliquée, les événements observés sont le signe de l'existence d'un champ électrique dans le détecteur. Ce champ est induit par la charge d'espace qui s'est constituée au cours de la dégradation avec ^{60}Co . Les caractéristiques de la collecte (rendement

de collecte, temps de montée..) sont source d'informations sur la structure de cette charge d'espace. Notons que la source ^{57}Co , utilisée ici comme une sonde, injecte beaucoup moins d'énergie que la source ^{60}Co ($\approx 40\text{keV/s}$ contre 600MeV/s avec ^{60}Co).

8.2.3 Remarque sur les doses injectées

Evaluons la dose reçue par un détecteur dans les conditions de run de fond. Les données de fond de l'expérience EDELWEISS montrent un taux moyen de 2 événements/keV/kg/jour entre 30 et 100keV [75], soit quelques MeV/kg/jour. On dispose en outre de données sur les plus hautes énergies grâce à un run dédié [76]. Elles révèlent un taux moyen de $\approx 0.25\text{evts/keV/kg/j}$ entre 400 et 800keV, soit environ 60MeV/kg/jour , et de $\approx 0.025\text{evts/keV/kg/j}$ entre 800 et 2800keV, soit environ 90MeV/kg/jour . Dans les conditions de run de fond, on a donc une dose reçue d'environ 150MeV/kg/jour , la plus grande proportion provenant des énergies supérieures à $\approx 500\text{keV}$ (d'où une irradiation à priori relativement uniforme). Cela représente $10\text{eV/cm}^3/\text{s}$ dans un détecteur, soit une dose plus petite d'environ 6 ordres de grandeurs comparée au rayonnement de la ^{60}Co . On a donc des doses injectées par la ^{60}Co sans commune mesure avec ce que reçoit le détecteur en conditions de run de fond. Le choix de la source ^{60}Co tient donc plus à l'accomplissement d'un état très dégradé en un temps raisonnable qu'à la simulation des conditions réelles des runs de fond. On a ainsi accès à un état dégradé dont les effets sur la collecte sont clairement observables, et qui permet d'identifier les caractéristiques principales de la formation d'une charge d'espace.

8.2.4 Rayonnement parasite

Dans l'expérience du chapitre 6 effectuée à Orsay, on s'est assuré que la dégradation était bien due au rayonnement de la source utilisé en constatant que la cinétique de la dégradation était directement proportionnelle à la dose injectée. On peut ainsi écarter l'influence des rayons cosmiques (gamma, muons) ou d'un rayonnement infrarouge en provenance des parties chaudes du cryostat et ionisant les impuretés peu profondes [67]. Dans l'environnement du laboratoire souterrain de Modane, on est assuré d'une influence négligeable des rayons cosmiques (cf. paragraphe précédent), mais il reste à s'assurer que la chambre de dilution est efficacement protégée des infrarouges. Pour cela, on dégrade le détecteur sous une tension de -1V avec la source ^{60}Co . Au bout de 15 minutes, on enlève la source, on met les électrodes à la masse, et on place la source ^{57}Co . On observe des événements collectés, signe d'un champ induit par une charge d'espace. Les indicateurs disponibles (amplitudes et temps de montée ionisation, amplitude chaleur) évoluent au

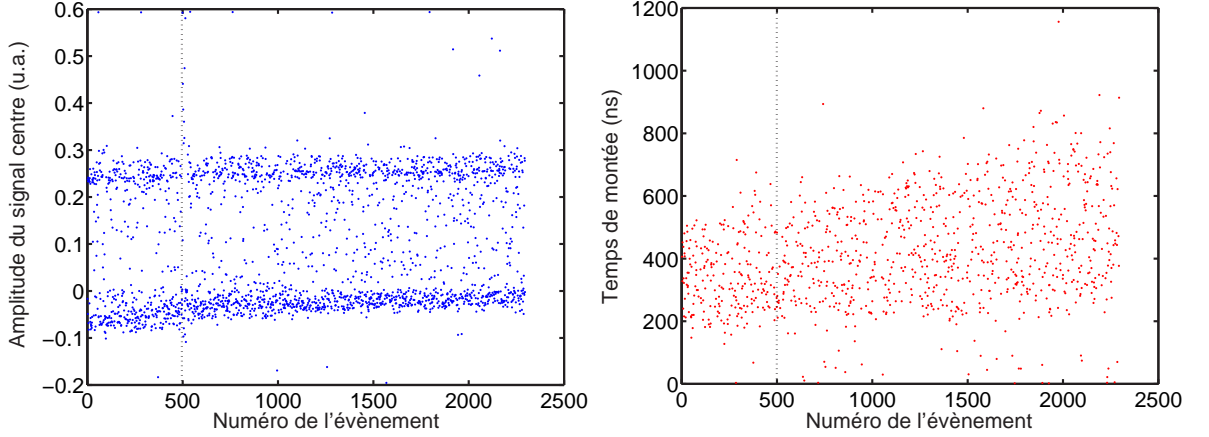


FIG. 8.1 – Run illustrant qu’aucun rayonnement parasite ne vient modifier l’état de charge du détecteur à Modane. Run ^{57}Co dans le détecteur GSA1, toutes les électrodes à la masse. Le détecteur a préalablement subi une dégradation avec la source ^{60}Co et une tension de collecte de -1V . A l’évènement numéro 500, on enlève la source ^{57}Co . On remet la source en place au bout de 2h40 pour reprendre le run. On constate que tous les indicateurs disponibles (amplitudes ionisation, chaleur, temps de montée ionisation) sont restés stables pendant la période sans source. Gauche: évolution de l’amplitude centre en fonction du numéro de l’évènement. Droite: évolution du temps de montée centre en fonction du numéro de l’évènement. Les lignes pointillés figurent l’instant où on a enlever la source.

cours du temps, signe que la charge d’espace est en train d’être modifiée. Au bout de 500 évènements, on retire la source et on laisse le détecteur tel quel pendant 2h40. On remplace ensuite la source ^{57}Co , pour constater que les amplitudes et les temps de montée sont restés inchangés (cf. figure 8.1). L’influence des infrarouges ou de tout autre rayonnement parasite sur la formation de la charge d’espace est donc négligeable par rapport à l’influence de la source ^{57}Co , qui elle-même injecte une dose faible par rapport à la source ^{60}Co .

8.3 Suivi de la dégradation

8.3.1 Dépendance à la valeur de la tension de collecte

La figure 8.3 présente l’évolution des temps de montée au cours de la dégradation, pour des tensions de collecte de -1V et -4V . On constate un net ralentissement de la collecte dans les deux cas, ce qui correspond à l’idée

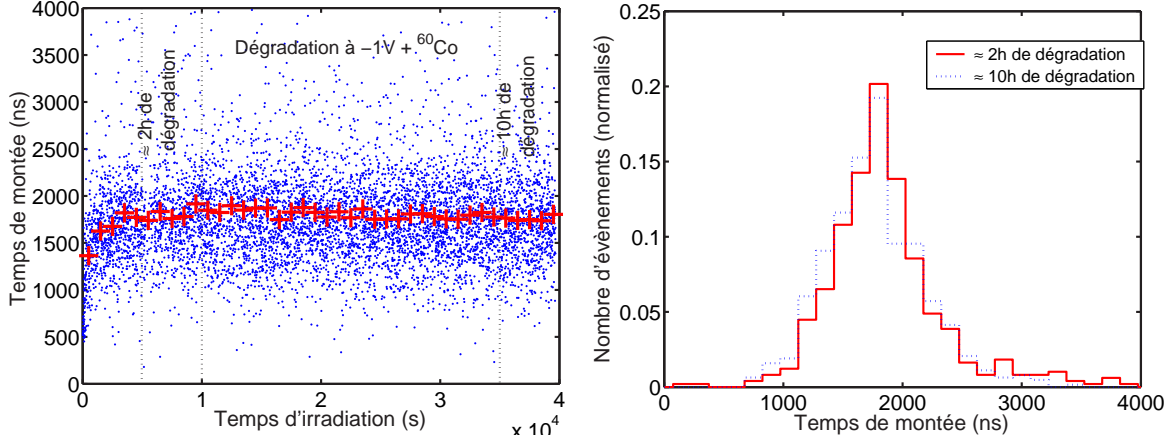


FIG. 8.2 – Evolution des temps de montée au cours de la dégradation par irradiation ^{60}Co sous une tension de -1V . Gauche: Evolution des temps de montée en fonction du temps d'exposition à la source (les signes plus représentent la médiane des temps de montée par tranches de 1000s). Droite: histogramme des temps de montée pour deux tranches de temps d'irradiation (représentées sur la figure de gauche).

d'un contre-champ venant diminuer le champ de collecte à mesure que se constitue la charge d'espace.

- **a) Tension de collecte -1V :** L'augmentation des temps de montée se stabilise autour d'une valeur médiane de $\approx 1.8\mu\text{s}$ (voir histogrammes de la figure 8.2). Rappelons que ce temps de montée est un bon indicateur de l'évolution du champ électrique dans le détecteur, mais ne donne qu'une information de nature qualitative sur le vrai temps de collecte (cf. 4.4). A titre de comparaison, on peut toutefois remarquer qu'avec des temps de montée évalués de la même manière, les temps les plus longs observés lors de séances de calibration avec la source ^{57}Co sont d'environ $1.2\mu\text{s}$ (pour un run à $+0.5\text{V}$ où les trous, plus lents, font l'essentiel du trajet dans le détecteur). On en conclut que le champ régnant dans le détecteur polarisé dans l'état dégradé est inférieur à 0.2V/cm . Ce résultat est confirmé par l'évolution du rendement de collecte au cours de la dégradation. Pour évaluer ce rendement, la source ^{60}Co est inadaptée. On pourrait imaginer suivre les raies gamma de cette source à 1333 et 1173keV, mais ces raies ne sont pas visibles sur le spectre en énergie. En effet, l'angle solide sous lequel la source "voit" le détecteur est petit, limité principalement par la présence du blindage de plomb. En conséquence, la grande majorité des photons

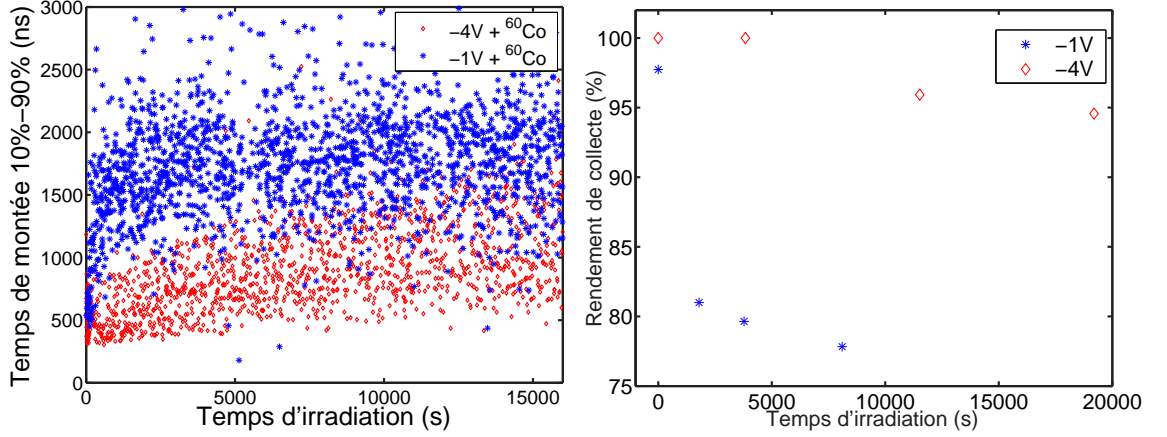


FIG. 8.3 – *Gauche: Evolution des temps de montée des signaux ionisation pendant la dégradation par ${}^{60}\text{Co}$ pour des tensions de collecte appliquées de $-4V$ et $-1V$. En abscisse on a le temps d'exposition à la source, proportionnel à la quantité cumulée d'énergie injectée dans le détecteur ($\approx 40\text{MeV/s}$). Droite: évolution des rendements de collecte au cours de la dégradation, pour des tensions de $-1V$ et $-4V$. Le rendement de collecte est évalué en effectuant en cours de dégradation des runs d'exposition à la ${}^{57}\text{Co}$.*

détecté subissent une ou plusieurs diffusions Compton dans ce blindage avant d'interagir dans le détecteur. On utilise donc un autre jeu de données, où une dégradation dans les mêmes conditions (tension $-1V$ et source ${}^{60}\text{Co}$ en position) est régulièrement entrecoupée d'une séance de calibration avec la source de ${}^{57}\text{Co}$ seule (la tension restant à $-1V$). La position du pic 122keV permet alors d'évaluer le rendement de collecte après un temps donné d'irradiation par ${}^{60}\text{Co}$. Les données obtenues sont représentées figure 8.3 (figure de droite). On y voit un rendement de collecte relatif à la valeur observée avant dégradation à $-4V$. Il n'est pas directement comparable aux rendements présentés dans le chapitre précédent, car il est obtenu avec une source ${}^{57}\text{Co}$ située dans une position intermédiaire entre les positions A et B déjà définies. Ce rendement chute au cours de la dégradation, là encore on est en accord avec l'hypothèse d'un champ électrique de plus en plus petit. Il continue à baisser alors que les temps de montée sont stabilisés, mais il semble également tendre vers une valeur limite autour de 77% . Or le plus faible rendement de collecte observé dans le chapitre précédent, correspondant à une tension de $-0.3V$, est de 86% . On estime donc que le champ moyen régnant dans le détecteur dans l'état

stationnaire dégradé est inférieur à 0.15V/cm , en accord avec la valeur tirée des temps de montée.

- **b) Tension de collecte -4V:** L'évolution des temps de montée est plus faible et beaucoup moins rapide qu'à -1V . Aux plus longs temps de dégradation étudiés ($\approx 4\text{h}$), ces temps de montée continuent à évoluer. Cela semble logique étant donné que le piégeage de charge est moins efficace pour une tension de collecte plus forte. On observe une chute du rendement de collecte au cours de la dégradation. Il atteint une valeur d'environ 95% après 5h20min (le plus grand temps de dégradation pour lequel on a une mesure du rendement de collecte). Ce rendement de collecte est proche de celui rencontré au chapitre précédent pour des tensions de -1V .

8.3.2 Dépendance au signe de la tension de collecte

La figure 8.4 présente l'évolution des temps de montée au cours de séances de dégradation pour des tensions de -1V et $+1\text{V}$. On ne dispose pas de toutes les données à $+1\text{V}$, la sauvegarde n'ayant pas été effectuée entre $\approx 1500\text{s}$ et 14000s . On a cependant assez de points pour observer un comportement similaire à celui rencontré à -1V . La cinétique de la dégradation semble la même, mais les temps de montée se stabilisent autour d'une valeur médiane plus petite ($\approx 1230\text{ns}$). On observe donc là encore une asymétrie entre les comportements en tension positive et négative. Or ici le détecteur est irradié assez uniformément: comme on l'a déjà vu (section 6.4.1) la simulation Geant3 prévoit un dépôt d'énergie homogène suivant l'axe z du détecteur. La différence des caractéristiques du transport des électrons et des trous ne peut donc pas a priori expliquer cette observation. Dans ce cas, on peut penser qu'une asymétrie du détecteur lui-même est ici en cause (répartition inhomogène des pièges dans le détecteur par exemple). On remarque cependant que la modélisation de la dépendance rendement de collecte/position de l'évènement présentée au chapitre précédent est basée sur l'hypothèse d'une densité uniforme de pièges, et rend bien compte des mesures expérimentales.

8.4 Caractérisation de l'état dégradé

On a vu que pour une tension de collecte donnée, la dégradation par ^{60}Co est caractérisée expérimentalement par une augmentation des temps de montée et une diminution du rendement de collecte. Cette évolution est plus rapide à plus basse tension. A $+1\text{V}$ et -1V , l'évolution est assez rapide pour qu'on observe une stabilisation des temps de montée et des rendements de collecte après environ 1h de dégradation. Une fois que ces 2 indicateurs

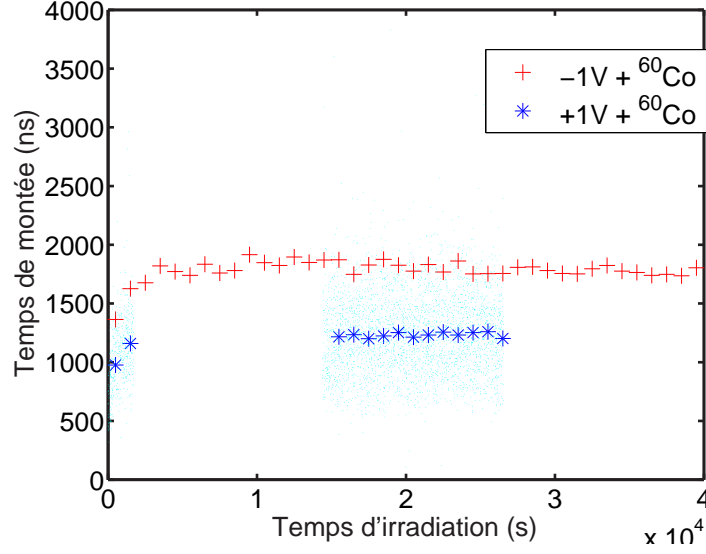


FIG. 8.4 – Evolution des temps de montée des signaux ionisation pendant la dégradation par ^{60}Co pour des tensions de collecte appliquées de -1V et $+1\text{V}$. En abscisse le temps d'exposition à la source. Nuage de points: points expérimentaux à $+1\text{V}$ (les données entre 1500s et 14000s n'ont pas été sauvegardées). Astérisques: valeurs médianes des temps de montée par tranche de 1000s pour une tension de $+1\text{V}$. Signes plus: valeurs médianes pour une tension de -1V (cf. figure 8.2)

cessent d'évoluer, on considère qu'on a atteint un état qu'on appellera "stationnaire dégradé". C'est cet état que l'on souhaite caractériser. Pour cela, on utilise la méthode déjà utilisée pour mettre en évidence le piégeage en surface. Le détecteur étant dans l'état stationnaire dégradé, on retire la source de ^{60}Co , et on met toutes les électrodes à la masse. On place alors la source ^{57}Co dans le tube source, et on lance l'acquisition des événements.

8.4.1 Scatter plot Centre vs. Garde

La figure 8.5 présente le scatter plot centre vs. garde obtenu sans tension appliquée avec la source ^{57}Co en position A, après une dégradation de 12h30 sous une tension de $+1\text{V}$. On obtient un scatter plot proche de celui qu'on obtiendrait avec un détecteur régénéré et une tension de collecte négative (cf. figure 8.6). On constate la présence de populations centre et garde purs. Ces populations montrent clairement le pic 122keV , très dégradé (largeur totale à mi-hauteur $\approx 30\%$) mais avec un rendement de collecte proche de 80% (cf. figure 8.5). Le pic 122keV centre (resp. garde) présente une amplitude

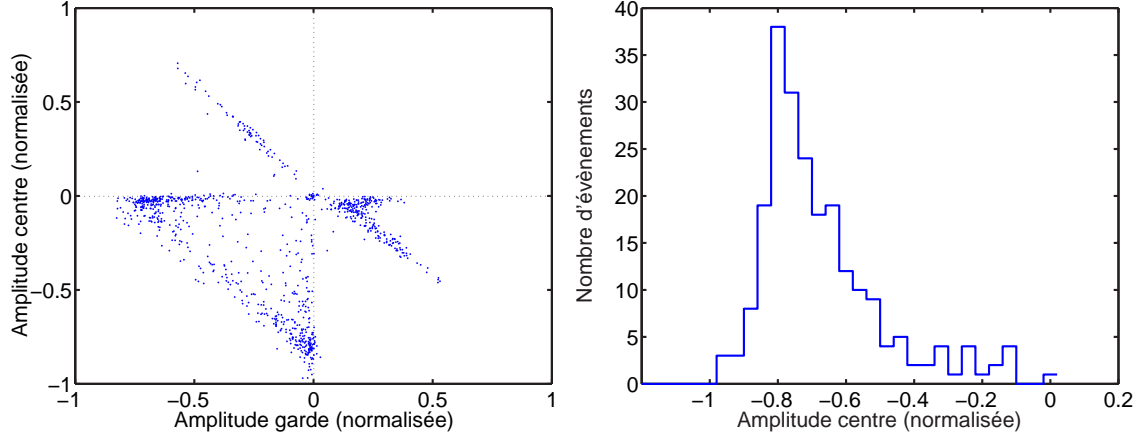


FIG. 8.5 – *Gauche: Scatter plot centre vs. garde du détecteur GSA1 dégradé, irradié par la source ^{57}Co en position A, avec toutes les électrodes à la masse. Le détecteur a préalablement subi 12h30 de dégradation par ^{60}Co sous une tension de +1V. Droite: histogramme des amplitudes centre pour les événements centre pur.*

négative, petite mais non nulle, sur la garde (resp. le centre). Cet effet n'est pas dû au cross-talk induit par le couplage capacitif entre centre et garde. On a déjà vu que ce genre de cross-talk "supplémentaire" peut provenir du trajet limité des porteurs, qui finissent leurs parcours non dans les électrodes mais dans des zones du détecteur où les potentiels de Ramo des deux électrodes sont non-nuls (cf. paragraphe 7.3.6). On constate toutefois la présence de populations d'événements à amplitude centre ou garde positive ($\approx 25\%$ des événements), populations qu'on ne retrouve pas dans un détecteur régénéré auquel on applique une tension de collecte négative. On verra par la suite que les simulations nous permettront de déterminer l'origine de ces populations.

8.4.2 Dépendance à la position de la source

La figure 8.7 présente un scatter plot pris dans les mêmes conditions que précédemment, mais avec la source ^{57}Co en position B au lieu d'être en position A. La comparaison avec la figure 8.5 montre que les populations d'événements à amplitude centre ou garde positive disparaissent presque totalement.

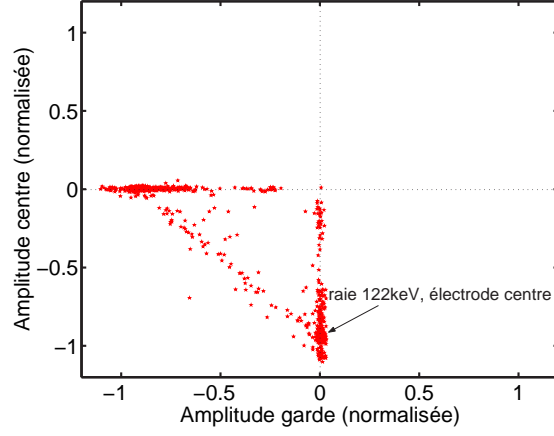


FIG. 8.6 – *Scatter plot centre vs. garde du détecteur GSA1 préalablement régénéré et exposé à la source ^{57}Co sous une tension de -1V.*

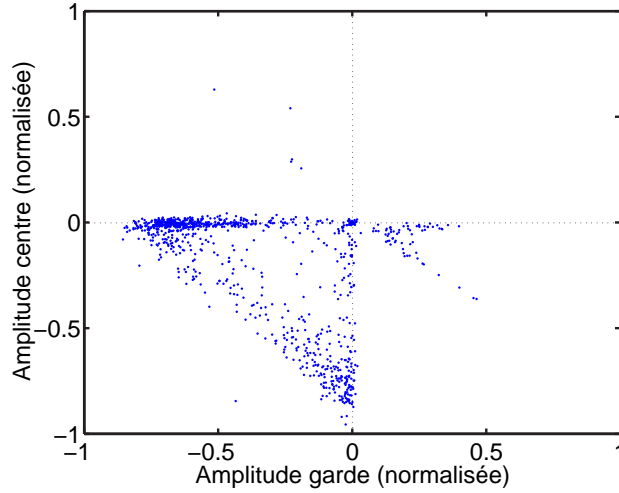


FIG. 8.7 – *Scatter plot centre vs. garde dans les mêmes conditions que la figure 8.5 (dégradation pendant 12h30 à +1V, électrodes à la masse), mis à part pour la position de source, qui est ici en position B (on irradie principalement le côté de l'électrode référence).*

8.4.3 Temps de montée

La distribution des temps de montée des événements centre pur est présentée figure 8.8. Sur cette même figure, on a tracé les histogrammes tirés des runs de calibration à -1V, -0.5V et -0.3V, source en position A (runs

utilisés pour l'étude du rendement de collecte au chapitre précédent). La comparaison avec les runs de calibration montre qu'on est très proche du comportement d'un détecteur sous une tension de -1V, les tensions plus basses donnant un excédent d'évènements aux grands temps de montée.

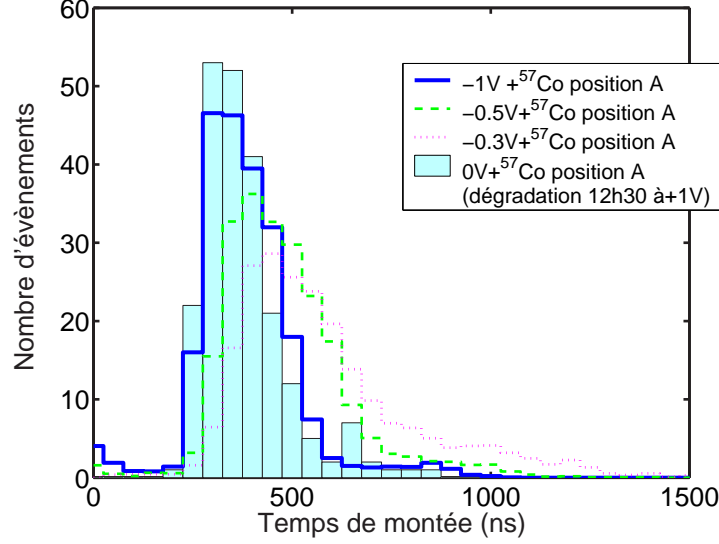


FIG. 8.8 – Histogramme des temps de montée des événements centre pur (^{57}Co en position A) pour un détecteur sans tension appliquée, préalablement dégradé 12h30 sous +1V (histogramme plein). Les autres histogrammes sont tirés des runs de calibration à différentes tensions dans un détecteur régénéré.

8.4.4 Discussion

L'évolution des rendements de collecte et des temps de montée pendant la dégradation montrent la constitution progressive d'un contre-champ. Le scatter plot centre vs. garde et les temps de montée obtenus sans tension appliquée et après dégradation sont le résultat de la collecte de charges sous l'effet de ce contre-champ.

- La présence d'évènements centre et garde pur est notamment remarquable. Elle indique que les porteurs parcourent la majeure partie de l'épaisseur du détecteur, et finissent leur parcours très près des électrodes (on verra par la suite que cela contraint fortement la forme de la distribution de charge piégée). En outre, la distribution des temps de montée est en accord avec un champ moyen dans le détecteur de $\approx 0.5\text{V/cm}$ (l'équivalent d'une tension de -1V appliquée), soit un contre-champ proche du champ appliqué lors de la dégradation.

- La collecte n’est cependant pas complète ($\approx 80\%$), et les événements centre pur (resp. garde pur) présentent une amplitude petite mais non nulle sur la garde. Ces deux observations montrent que, si les porteurs semblent parcourir l’essentiel du détecteur, leur parcours est tout de même limité. On considèrera deux phénomènes pouvant limiter le parcours des porteurs: le piégeage (cf. chapitre précédent) et la présence d’un extremum du potentiel électrique dans le détecteur. Dans ce dernier cas, on a des zones de champ faible au voisinage de ces extrema, qui séparent des domaines dans lesquels les directions du champ sont opposées. Si la limitation du parcours était uniquement due au piégeage, et étant donné le champ de $\approx 0.5\text{V/cm}$ indiqué par les temps de montée, on s’attendrait à un rendement de collecte de $\approx 95\%$ (cf. tableau 7.1). De plus, le rendement de collecte est identique quelle que soit la position de la source ^{57}Co , contrairement à ce qu’on a observé au chapitre précédent (les caractéristiques de piégeage différentes pour les électrons et les trous mènent à un rendement différent suivant la position de la source (cf. tableau 7.1)). Tous ces éléments indiquent que la valeur du rendement de collecte tient d’avantage à une limitation du trajet des porteurs due à la géométrie du champ électrique dans le détecteur plutôt qu’à du piégeage.

8.5 Modélisation de la formation de la charge d’espace

On cherche ici à prévoir quel type de distribution de charge peut se former sous irradiation et sous tension appliquée (prise ici à $+1\text{V}$), et comment le champ induit par cette distribution influence la collecte lorsque toutes les électrodes sont à la masse. On se place pour l’instant dans un modèle 1D (on ne considère que les événements centre pur). La coordonnée z indique la position dans le détecteur: $z=0$ correspond à l’électrode référence, $z=d=2\text{cm}$ à l’électrode centre (cf. figure 7.4). Les sections efficaces des processus de formation de la charge d’espace seront supposées constantes (Cette approximation reste valable tant que le contre-champ est petit devant le champ appliqué. Elle est justifiée en début de dégradation, mais ne peut donner une description rigoureuse de l’évolution de la charge d’espace jusqu’à l’état stationnaire). Après avoir présenté les différents ingrédients pris en compte dans notre modélisation (processus de capture, équations d’évolution de l’état de charge et flux de porteurs), on présentera les distributions de charge obtenues pour deux cas différents:

- Premier cas: Détecteur parfaitement régénéré, où seules les impuretés neutres jouent un rôle en début de dégradation.

- Deuxième cas: Détecteur partiellement régénéré, où la capture sur les impuretés ionisées est le processus prépondérant.

8.5.1 Processus en jeu

Comme on l’a déjà dit, il existe de nombreux processus pouvant jouer un rôle dans la formation de la charge d’espace. La description détaillée de tous ces processus est difficile étant donné le manque de données expérimentales disponibles (contenu en impuretés, sections de capture etc.). On peut cependant remarquer que la charge nette accumulée en un point est le résultat d’une compétition entre deux classes de phénomènes:

- les processus contribuant au développement d’une charge nette négative (piégeage des électrons sur impuretés neutres ou ionisées).
- les processus contribuant au développement d’une charge nette positive (piégeage des trous sur impuretés neutres ou ionisées, ionisation par impact).

On a des indications des valeurs des sections efficaces de piégeage dans Abakumov [71]. Les sections efficaces de capture sur impuretés neutres ($\approx 10^{-15}$ à 10^{-16}cm^2) sont beaucoup plus faibles que pour la capture sur impuretés ionisées ($\approx 10^{-11}$ à 10^{-13}cm^2). En ce qui concerne l’ionisation par impact, il est plus délicat de se prononcer sans une meilleure connaissance de la distribution en énergie des porteurs et on n’en tiendra pas compte dans la modélisation. On peut toutefois s’attendre à des sections efficaces aussi grandes que 10^{-13}cm^2 [65].

8.5.2 Statistique de l’état de charge des impuretés

On considère une modélisation 1D prenant en compte le piégeage de porteurs sur les impuretés neutres et sur les impuretés ionisées. On supposera qu’une impureté neutre peut piéger indifféremment un électron ou un trou, avec la même section efficace. Si une impureté est ionisée, on considère seulement le piégeage des porteurs de charge opposée (piégeage sur centre attractif). On ne prend donc pas en compte les pièges multichargés (cas de certaines impuretés profondes comme Cu). On note $N(z)$ la densité de pièges neutres à la coordonnée z , $N^+(z)$ la densité de pièges ionisés positivement, $N^-(z)$ la densité de pièges ionisés négativement, et N_{tot} la densité totale de pièges ($N_{\text{tot}}=N+N^++N^- \approx 10^{10}/\text{cm}^3$, supposée uniforme dans tout le détecteur). σ_e (resp. σ_h) est la section efficace de piégeage des électrons sur impureté neutre (resp. des trous sur impureté neutre). σ_e^+ (resp. σ_h^-) est la section efficace de piégeage des électrons sur impureté ionisée positivement

(resp. des trous sur impureté ionisée négativement). L'évolution de l'état de charge moyen des impuretés est donnée par le système d'équations couplées:

$$\begin{aligned}\frac{dN^+(z,t)}{dt} &= \sigma_h \Phi_h(z) N(z,t) - \sigma_e^+ \Phi_e(z) N^+(z,t) \\ \frac{dN^-(z,t)}{dt} &= \sigma_e \Phi_e(z) N(z,t) - \sigma_h^- \Phi_h(z) N^-(z,t) \\ N(z) &= N_{tot} - N^+(z) - N^-(z)\end{aligned}\tag{8.1}$$

où $\Phi_h(z)$ et $\Phi_e(z)$ sont les flux de trous et d'électrons en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ vus à la coordonnée z .

8.5.3 Flux de porteurs en présence d'un champ de collecte

La croissance de la charge d'espace en un point du détecteur (dans l'approximation 1D) dépend des sections efficaces de piégeage, de la densité de pièges, et des flux d'électrons et de trous en ce point. On cherche à évaluer ces flux sous irradiation et sous tension appliquée. La génération de porteurs causée par l'irradiation ^{60}Co est modélisée par un taux de génération de porteurs G par cm^3 et par seconde uniforme dans tout le détecteur ($G \approx 2.2 \cdot 10^5$ paires/ cm^3/s). En réalité, la génération de porteurs ne s'effectue pas simultanément en tout endroit. On a un taux d'événements mesuré de $\approx 100\text{Hz}$, soit un événement tous les 10ms environ. On pourra donc considérer que le détecteur a subi une irradiation homogène après un temps d'exposition à la source $\Delta t \gg 10\text{ms}$. En pratique, les flux calculés ne peuvent donc représenter qu'une moyenne sur le temps Δt .

- **Flux de porteurs sans piégeage:** Dans le cas d'une dégradation sous une tension appliquée de +1V, on a un champ électrique orienté suivant les z décroissants. Les électrons se déplacent suivant les z croissants, les trous suivant les z décroissants. La quantité d'électrons qui passeront par la coordonnée z_0 pendant un temps Δt est la quantité d'électrons générée dans le volume correspondant à $z < z_0$ pendant ce même temps. On a donc un flux moyen d'électrons $\Phi_e = G z_0$ par cm^2 et par seconde. Le même raisonnement appliqué aux trous donne un flux moyen à la position z_0 $\Phi_h = G(d - z_0)$. Le temps Δt étant grand devant le temps de collecte typique d'un événement (quelques centaines de nanosecondes), la vitesse des porteurs ne joue pas de rôle dans la définition de leur flux.
- **Flux de porteurs avec piégeage:** Le raisonnement précédent n'est valable qu'en première approximation, car il ne tient pas compte de l'effet du piégeage qui tend à réduire les flux de porteurs. Au chapitre précédent et pour une tension de 1V, on a mesuré des longueurs de piégeage $\lambda_e = 18\text{cm}$ pour les électrons et de $\lambda_h = 109\text{cm}$ pour les trous.

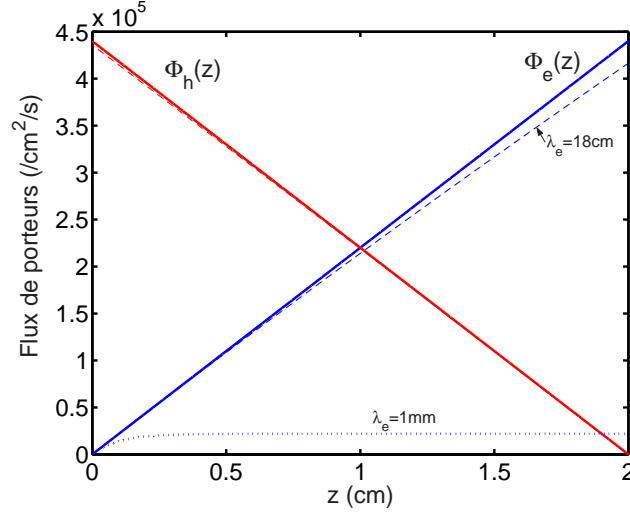


FIG. 8.9 – Flux de trous (Φ_h) et d'électrons (Φ_e) vu à la coordonnée z du détecteur, dans le cas d'un modèle sans piégeage (traits pleins) et avec piégeage (pointillés).

En prenant en compte ces longueurs caractéristiques, et en suivant le même raisonnement qu'au paragraphe précédent, on arrive à un flux d'électrons $\Phi_e(z_0) = G\lambda_e(1 - \exp(-\frac{z_0}{\lambda_e}))$ et un flux de trous $\Phi_h(z_0) = G\lambda_h(1 - \exp(-\frac{d-z_0}{\lambda_h}))$. En ce qui concerne les électrons, le flux en $z_0=d$ est le plus affecté par le piégeage, il se voit réduit de 10%. Pour les trous, c'est le flux en $z_0 = 0$ qui est le plus affecté, il est réduit de 2% (cf. figure 8.9).

- **Flux de porteurs à très faible champ:** Les mesures d'amplitude et de temps de montée effectuées au cours de la dégradation et après dégradation avec les électrodes à la masse montrent la présence d'un contre-champ du même ordre que le champ de collecte appliqué. On parvient donc lors de la dégradation à des conditions de champ très faible, où les longueurs de piégeage sont comparables à la taille du détecteur. Si $\lambda_e < d$, on a un flux d'électrons relativement homogène $\Phi_e(z_0) \approx G\lambda_e$ pour tout $z_0 > \lambda_e$. Près de l'électrode référence en revanche ($z_0 = 0$), dans une zone de taille comparable à λ_e , le flux d'électrons tombe rapidement à zéro. De même, on aura un flux de trous relativement homogène $\Phi_h(z_0) \approx G\lambda_h$ dans l'essentiel du détecteur, et un flux de trous tendant rapidement vers zéro près de l'électrode centre ($z_0 = d$).

Discussion

Sous irradiation homogène et sous tension appliquée, toutes les parties du détecteur reçoivent pas le même flux de porteurs. Près de $z=0$ (resp. $z=d$), le flux de trous (resp. d'électrons) est maximal, le flux d'électrons (resp. de trous) proche de zéro, d'où une accumulation de charge positive (resp. négative). Vers $z = \frac{d}{2}$, les flux d'électrons et de trous sont du même ordre. La compétition entre piégeage d'électrons et piégeage de trous font que l'état de charge moyen évolue moins vite (cf. equation 8.1). Le système tend donc naturellement vers une augmentation plus rapide de la charge d'espace près des électrodes. Cette effet est accentué dans des conditions de champs faibles, i.e. en fin de dégradation. On a alors des flux homogènes et comparables d'électrons et de trous dans l'essentiel du détecteur, et un déséquilibre marqué entre les deux flux dans les régions situées à moins d'une longueur de piégeage des électrodes (cf. figure 8.9).

8.5.4 1^{er} cas: détecteur parfaitement régénéré

Premiers stades de la dégradation

Dans un détecteur soumis à une régénération efficace, pratiquement toutes les impuretés sont neutres. Au tout début de la dégradation de ce détecteur, seul le piégeage sur les impuretés neutres joue un rôle. On a alors $N_{tot} = N \gg N^+, N^-$. Sous cette hypothèse et avec l'expression des flux de porteurs calculée en 8.5.3, les équations couplées 8.1 deviennent:

$$\begin{aligned} \frac{dN^+(z,t)}{dt} &= \sigma_h G(d-z) N_{tot} \\ \frac{dN^-(z,t)}{dt} &= \sigma_e Gz N_{tot} \end{aligned} \quad (8.2)$$

d'où on tire l'expression de la densité de charge nette $\rho = e(N^+ - N^-)$:

$$\rho(z,t) = e(\sigma_h d - (\sigma_e + \sigma_h)z) G N_{tot} t \quad (8.3)$$

La distribution de charge est linéaire par rapport à z et t . On voit son évolution représentée figure 8.10, avec $\sigma_h = \sigma_e = 10^{-15} \text{cm}^2$ et $N_{tot} = 10^{10}/\text{cm}^3$. Sur la figure de droite on voit la variation du champ électrique induit par la distribution de charge avec toutes les électrodes à la masse ($V(z=0)=V(z=d)=0$). La forme globale de la distribution de charge, (plus forte densité de charge présente près des électrodes) entraîne l'existence d'un contre-champ positif au milieu du détecteur, qui va diminuer le champ de collecte pendant la dégradation. Près de $z=0$ et $z=d$, l'écrantage de la distribution de charge par les électrodes provoque au contraire la croissance d'un contre-champ négatif, qui va venir renforcer le champ de collecte appliqué

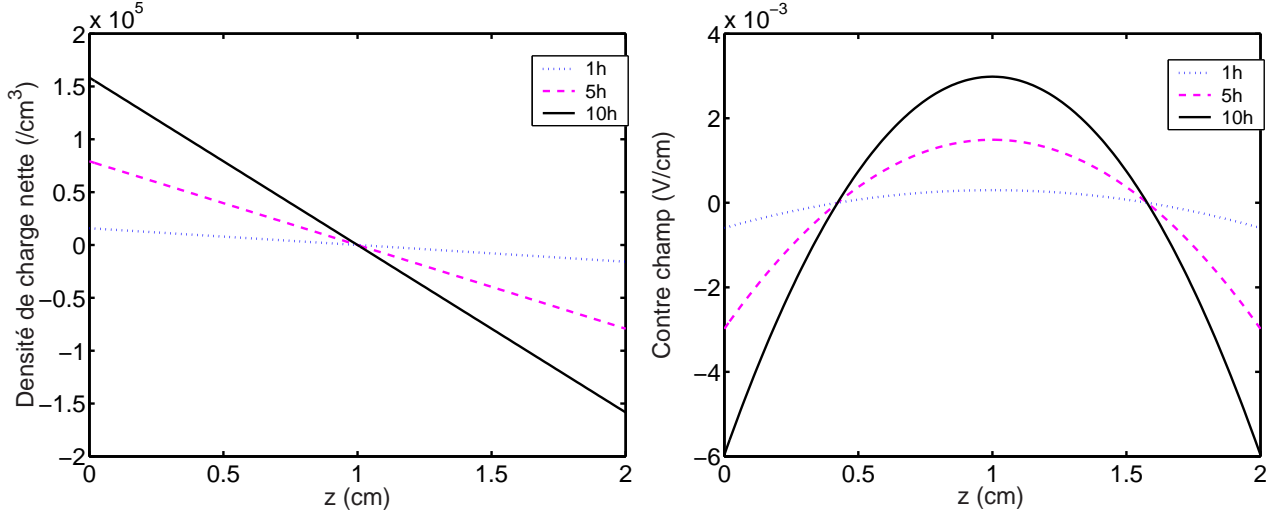


FIG. 8.10 – *Gauche: évolution de la distribution de charge d'espace en considérant uniquement le piégeage sur les impuretés neutres ($\sigma_h = \sigma_e = 10^{-15} \text{cm}^2$). Droite: distribution du champ électrique induit par la distribution de charge dans un détecteur où les électrodes sont à la masse ($V(z=0)=V(z=d)=0$).*

lors de la dégradation. Le détecteur est partagé en trois zones. Dans les deux zones situées vers les électrodes, le champ est dirigé suivant les z décroissants. Les événements ayant lieu dans ces zones ont donc une amplitude centre positive. Dans la zone située au milieu, on génère au contraire des événements d'amplitude centre négative. Leur rendement de collecte est limité car ils ne peuvent parcourir que la distance séparant les deux points d'annulation et d'inversion du champ. La résolution de l'équation de Poisson correspondante montre que cette distance est constante dans le temps et représente 58% de la distance totale $d=2\text{cm}$. Le rendement de collecte est donc limité à 58%. Une telle distribution de charge ne peut donc mener à l'observation de la population centre pur d'amplitude négative décrite au paragraphe 8.4.1 et qui présentait un rendement de collecte de 80%. Un rendement aussi grand nécessite que les porteurs achèvent leur parcours plus près des électrodes. Pour cela, on doit avoir une distribution de charge plus fortement piquée vers les électrodes, de manière à avoir une polarisation importante du détecteur.

Etat stationnaire

On résout le système d'équations 8.1 à l'aide des outils de calcul formel de Matlab, en prenant des sections efficaces constantes. Dans les premiers temps

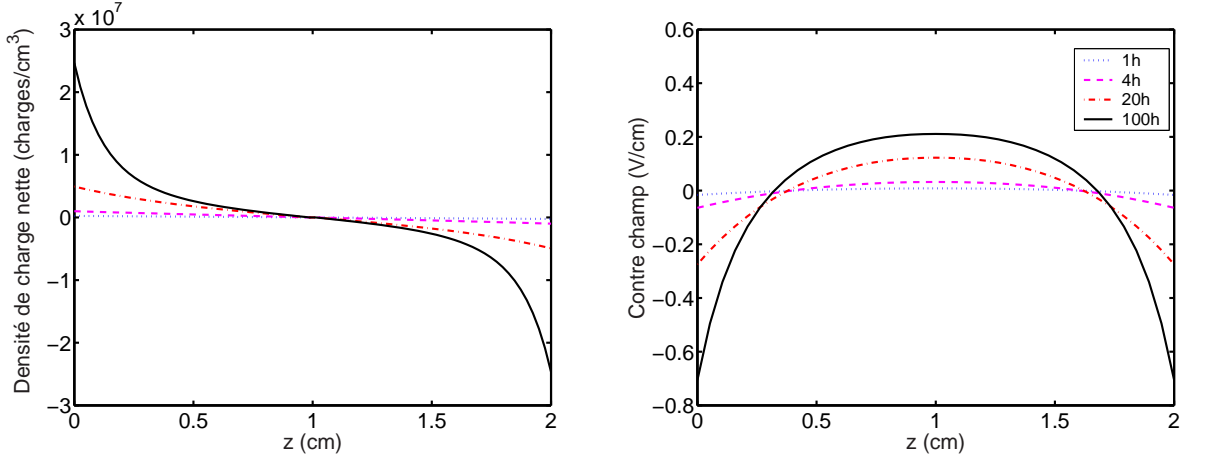


FIG. 8.11 – Evolution de la distribution de charge (figure de gauche) et du contre-champ (figure de droite, champ calculé avec toutes les électrodes à la masse) lors d’une dégradation à sections efficaces constantes (10^{-15}cm^2 et 10^{-11}cm^2 pour le piégeage sur impuretés neutres et ionisées respectivement) et pour un détecteur initialement bien régénéré.

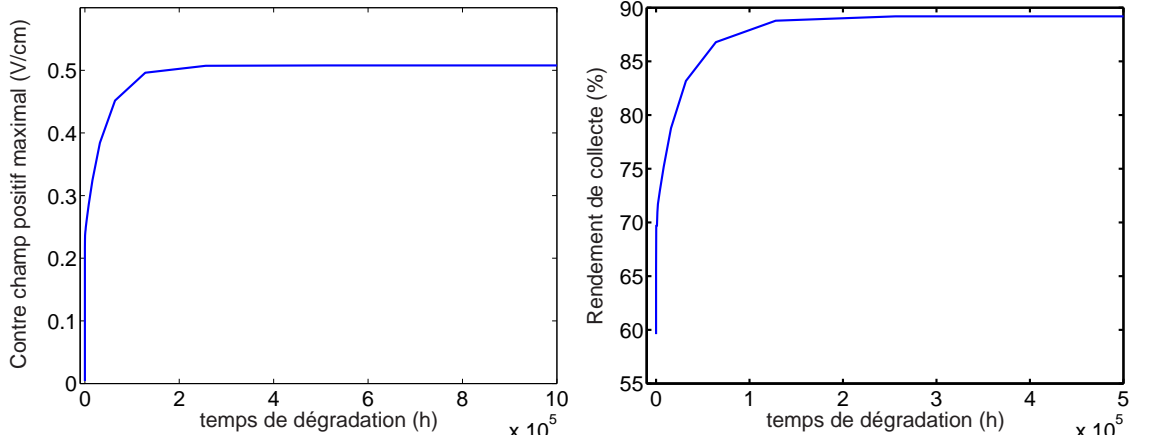


FIG. 8.12 – Evolution du contre-champ (figure de gauche) et du rendement de collecte (figure de droite, champ calculé avec toutes les électrodes à la masse) dans les mêmes conditions que la figure 8.11. La valeur du contre-champ est ici prise comme la valeur maximale positive du champ induit par la distribution de charge. Le rendement de collecte représente la proportion du détecteur où règne par un contre-champ positif.

de la dégradation, seul le piégeage sur impuretés neutres joue un rôle comme on l'a déjà vu. Lorsque la densité d'impuretés ionisées devient significative, les deux processus de piégeage "électron sur impureté positive" et "trou sur impureté neutre" (resp. "trou sur impureté négative" et "électron sur impuretés neutres") entrent en compétition. Il en résulte une distribution de charge piquée vers les électrodes. Rappelons que cette distribution piquée n'est pas due ici à la réduction des longueurs de piégeage (cf. paragraphe 8.5.3) mais est caractéristique de l'état stationnaire atteint en prenant des sections efficaces constantes au cours du temps. La distribution de charge est de plus en plus piquée au cours du temps, ce qui induit un contre-champ positif croissant dans une zone de plus en plus grande du détecteur (cf. figure 8.11). La taille de cette zone à contre-champ positif est liée au rendement de collecte attendu pour les événements centre pur observés après dégradation et sans tension appliquée. Ce rendement de collecte augmente donc avec le temps de dégradation (cf. figure 8.12), pour arriver dans l'état stationnaire à des valeurs maximales supérieures à 80% (sans tenir compte de la perte de rendement due au piégeage). La solution analytique du problème est une somme d'exponentielles décroissantes en fonction du temps (plus un terme constant représentant l'état stationnaire). Les constantes de temps associées à ces exponentielles font intervenir le taux de génération de porteurs G , la coordonnée z , et les sections efficaces des processus de piégeage (la densité de piège n'intervient pas). Elles sont de l'ordre de 10^4 h pour des sections efficaces maximales $\sigma_h = \sigma_e = 10^{-15} \text{cm}^2$ et $\sigma_e^+ = \sigma_h^- = 10^{-10} \text{cm}^2$. On a donc une évolution conforme aux observations (distribution de charge piquée vers les électrodes et croissance d'un contre-champ permettant aux porteurs de parcourir l'essentiel du détecteur) mais sur des temps beaucoup plus grands que ceux observés (plutôt de l'ordre de l'heure).

8.5.5 2^{ème} cas: présence d'impuretés ionisées

On considère un détecteur contenant une certaine proportion d'impuretés ionisées après régénération.

- **a)** Si la densité d'impuretés ionisées est inférieure à $\approx 10^5/\text{cm}^3$, la longueur de piégeage des électrons $\lambda_e = \frac{1}{N\sigma_e + N^+\sigma_e^+}$ (resp. des trous $\lambda_h = \frac{1}{N\sigma_h + N^-\sigma_h^-}$) est dominée par la contribution du piégeage sur les impuretés neutres ($N\sigma_e > N^+\sigma_e^+$) (resp. $N\sigma_h > N^-\sigma_h^-$). Le comportement du détecteur pendant la dégradation est semblable à celui décrit dans le cas d'un détecteur parfaitement régénéré, l'état stationnaire étant atteint pour des temps de l'ordre de 10^4 h qui ne correspondent pas à ce qu'on observe. Le contre-champ induit par la charge piégée restera inférieur à la fraction de V/cm et a une influence petite sur le

champ de collecte appliqué.

- **b)** Si la densité d'impuretés ionisées est supérieure à $\approx 10^5/cm^3$, les longueurs de piégeage sont dominées par le piégeage sur impuretés ionisées. Le contre-champ induit par la charge piégée devient rapidement de l'ordre du champ de collecte (d'autant plus rapidement que la densité d'impuretés ionisées est élevée). L'approximation des sections efficaces constantes est alors irréaliste, le champ électrique régnant dans le détecteur pendant la dégradation devenant rapidement très faible dans les régions centrales du détecteur ($z \approx \frac{d}{2}$), jusqu'à changer de sens si le contre-champ est supérieur au champ de collecte appliqué. Or on n'observe pas l'apparition d'événements du mauvais signe lors de la dégradation.

Evolution à sections efficaces constantes

Pour rester cohérent avec les mesures de rendement de collecte du chapitre 7, on étudie le cas où pratiquement toutes les impuretés sont ionisées: $N^- = N^+ = 10^{10}/cm^3$ et $\sigma_e^+ = \sigma_h^- = 10^{-11}cm^2$. On a bien ainsi des longueurs de piégeages de l'ordre de la dizaine de cm. Le piégeage sur impuretés ionisées est prépondérant, et les relations 8.1 deviennent:

$$\begin{aligned}\frac{dN^+(z,t)}{dt} &= -\sigma_e^+ \Phi_e(z) N^+(z,t) \\ \frac{dN^-(z,t)}{dt} &= -\sigma_h^- \Phi_h(z) N^-(z,t)\end{aligned}\tag{8.4}$$

d'où on tire les expressions de N^+ et N^- :

$$\begin{aligned}N^+(z,t) &= \exp -\sigma_e^+ G z t \\ N^-(z,t) &= \exp -\sigma_h^- G (d - z) t\end{aligned}\tag{8.5}$$

La densité de charge nette est donc une somme d'exponentielle, et on peut résoudre analytiquement l'équation de Poisson correspondante. On voit les résultats figure 8.13. Notons que sur la figure de gauche, c'est cette fois le champ régnant *lors de la dégradation* sous une tension de +1V qui est représenté, et non le champ une fois toutes les électrodes à la masse (les deux quantités diffèrent seulement de 0.5V/cm, soit la champ de collecte appliqué). On voit qu'on a un comportement semblable à celui déjà rencontré (cf. paragraphe 8.5.4): dans les premières phases de la dégradation, la croissance de la charge reste linéaire et on a croissance d'un contre-champ positif au milieu du détecteur, négatif au centre. Par contre le contre-champ devient beaucoup plus vite du même ordre que le champ de collecte appliqué: au bout d'environ une heure (40 minutes sur le graphe), on a un contre-champ

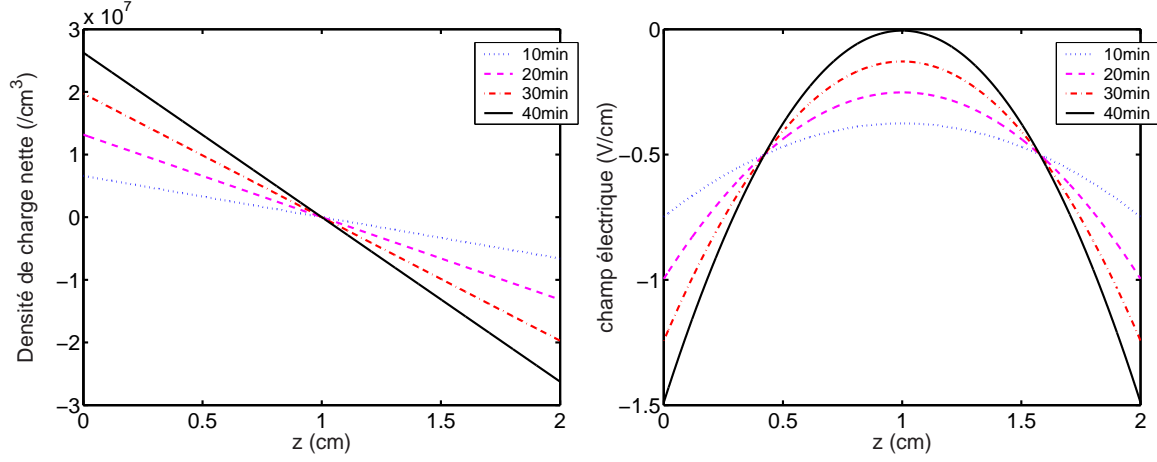


FIG. 8.13 – Evolution de la distribution de charge nette (figure de gauche) et du champ électrique (figure de droite, champ calculé avec l'électrode centre élevée à +1V) lors d'une dégradation à sections efficaces constantes (10^{-11}cm^2 pour le piégeage sur impuretés ionisées) et pour un détecteur contenant initialement 0.5×10^{10} impuretés ionisées par cm^3 (calcul suivant la relation 8.5).

de $\approx 0.5\text{V/cm}$ au centre du détecteur. Cela correspond beaucoup mieux aux temps caractéristiques de dégradation observés lors des expériences. Aux temps plus longs, on assiste à l'apparition d'un champ positif au milieu du détecteur, ce qui entraînerait l'apparition d'événements d'amplitudes négatives pendant la dégradation, ainsi qu'une réduction brutale du rendement de collecte. Or on n'observe pas cela pendant la dégradation.

Discussion

Pour traiter convenablement ce cas, il faudrait tenir compte de la dépendance des sections efficaces de piégeages au champ électrique. Les fortes inhomogénéités de la distribution de charge entre les zones proches des électrodes et la zone centrale du détecteur (entraînant l'inhomogénéité du champ électrique) vont avoir une influence sur les valeurs de sections efficaces et de longueurs de piégeage et ainsi modéliser la distribution de charge en retour. Nous avons effectué quelques tentatives de résolution numérique des relations 8.1, en prenant en compte la dépendance des sections efficaces au champ électrique. On tire cette dépendance des mesures de longueurs de piégeage λ en fonction du champ de collecte présentées au chapitre 7, en posant $\lambda_e = \frac{1}{N^+ \sigma_e^+}$ (resp. $\lambda_h = \frac{1}{N^- \sigma_e^-}$) et en supposant $N^+ = N^- = 10^{10}/\text{cm}^3$. On obtient ainsi

des ordres de grandeurs qualitativement cohérents, même si le comportement à très bas champs ($< 0.15 \text{ V/cm}$, le plus petits champ étudié) reste inconnu. A chaque pas de temps, le champ électrique est recalculé en prenant en compte la distribution de charge, et on en déduit en chaque point z la valeur des sections efficaces. Les solutions obtenues ne sont pas satisfaisantes: on continue à avoir l'apparition d'un champ électrique du mauvais signe au centre du détecteur. Notons toutefois que la solution obtenue reste très sensible au type de dépendance des sections efficaces au champ électrique. Par exemple, en introduisant une densité d'impuretés ionisées bien supérieure à $10^{10}/\text{cm}^3$, on diminue artificiellement les longueurs de piégeage, ce qui mène à une homogénéisation des flux de porteurs dans tout le détecteur exceptés dans des zones proches des électrodes (cf. paragraphe 8.5.3). On a alors une croissance très lente de la charge dans tous le détecteur, excepté près des électrodes. Or la charge piégée près des électrodes est efficacement écrantée par ces dernières (cf. figure 8.14), de sorte qu'on peut arriver à une situation où le contre-champ est stabilisé (ou croît très lentement) alors que l'augmentation de la densité de charge près des électrodes se poursuit.

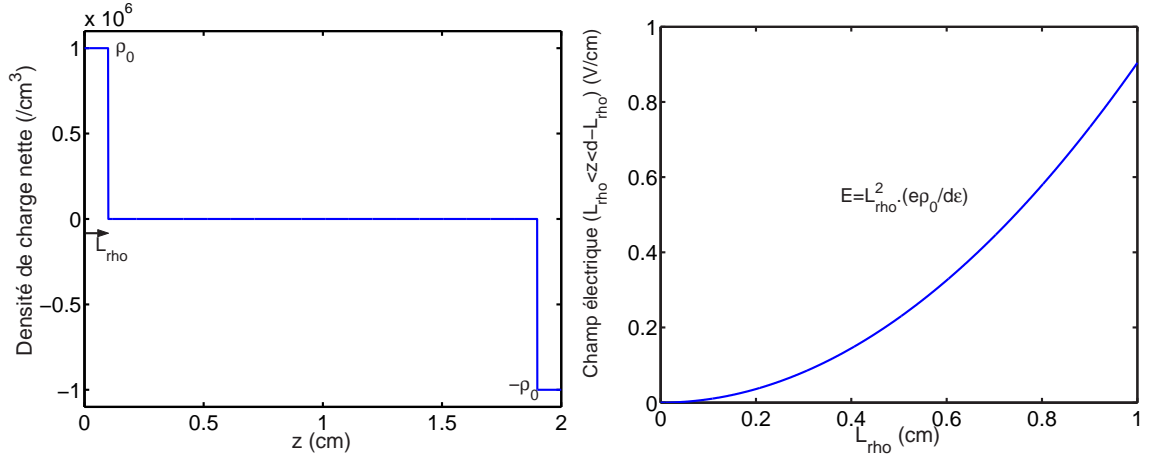


FIG. 8.14 – *Illustration de l'effet d'écrantage de la distribution de charge par les électrodes. Gauche: distribution de charge idéalisée, où une charge $\pm \rho_0 = 10^{-6}/\text{cm}^3$ est accumulée dans une zone d'épaisseur L_{rho} en dessous des électrodes. Droite: Valeur du contre-champ induit par la distribution de charge en fonction de L_{rho} (électrodes à la masse) d'après l'équation de Poisson. Plus la charge est concentrée près des électrodes, plus le champ induit au coeur du détecteur est faible. A la limite $L_{rho} \rightarrow 0$ (charge surfacique) la charge d'espace est totalement écrantée par les électrodes et le champ est nul quelque soit la valeur de ρ_0 .*

8.5.6 Conclusions

Il manque clairement des ingrédients dans cette modélisation pour qu'elle rende pleinement compte des caractéristiques observées de la dégradation. La prise en compte de l'ionisation par impact pourrait par exemple avoir une influence importante sur la croissance de la charge. Il ressort toutefois de ce travail quelques caractéristiques robustes et indépendantes du type de modélisation:

- **a) Croissance de la charge plus rapide près des électrodes:** Cette caractéristique découle directement du déséquilibre entre les flux des deux types porteurs, plus important près des électrodes. Les observations expérimentales de la dégradation requiert une distribution de charge piquée vers les électrodes, afin d'effectuer une polarisation efficace du détecteur. Dans le cas d'un détecteur bien régénéré, la compétition entre piégeage sur impuretés neutres et piégeage sur impuretés ionisées mène à ce type de distribution, mais avec des temps caractéristiques bien trop longs. Dans le cas d'un détecteur comportant une densité importante d'impuretés ionisées, le contre-champ devient de l'ordre du champ de collecte au bout d'un temps comparable à ce qu'on observe expérimentalement. Les conditions de bas champ régnant dans le détecteur en cours de dégradation peuvent alors accentuer la croissance rapide de charge près des électrodes, alors que la charge évolue très lentement au centre du détecteur. On arrive alors à un état qui n'est pas stationnaire du point de vue de l'état de charge (car la charge nette continue à augmenter près des électrodes), mais qui l'est du point de vue du contre-champ. C'est ici l'écrantage de la distribution de charge par les électrodes qui joue un rôle prépondérant, car il empêche la charge présente près des électrodes d'avoir une influence sur le champ électrique à l'intérieur du détecteur (cf. figure 8.14).
- **b) Ecrantage de la distribution de charge par les charges images dans les électrodes:** L'écrantage par les électrodes joue un rôle important. Comme on l'a déjà dit, il autorise la présence d'une charge importante près des électrodes sans que celle-ci influence sensiblement le champ électrique régnant dans le détecteur. C'est également cet écrantage qui donne le profil caractéristique du contre-champ. Etant donné le type de distribution de charge attendu, l'écrantage mène à un contre-champ renforçant le champ de collecte près des électrodes, alors qu'il le diminue dans les parties centrales du détecteur. Cet écrantage pose de plus le problème de la neutralisation des impuretés chargées proches des électrodes. En effet, une distribution de charge proche des électrodes est efficacement écrantée, de sorte que le champ qu'elle induit peut s'avérer trop faible pour amener à elle les porteurs chargés de

la neutralisation des impuretés lors de la dégradation. Les phénomènes de dégradation du rendement de collecte des alphas peu pénétrants présentées au paragraphe 8.7 vont dans ce sens.

- **c) Nécessité d’une forte densité d’impuretés:** Pour rendre compte des caractéristiques de la dégradation, il semble inévitable de faire appel à un nombre important de pièges. Dans le cas d’un détecteur bien régénéré (peu d’impuretés ionisées), la croissance du contre-champ est bien trop lente. Dans le cas où pratiquement toutes les impuretés sont ionisées, on a un contre-champ de l’ordre du champ de collecte en un temps comparable au temps observé expérimentalement ($\approx 1h$). On pourrait également envisager une densité de pièges totale plus grande que prévue par les données du fournisseur ($N_{tot} > 10^{10}/cm^3$), qui mènerait également au développement d’un contre-champ important, mais pourrait nécessiter la prise en compte de l’ionisation par impact des impuretés neutres qui serait un processus prépondérant. Quoi qu’il en soit, on arrive à une conclusion cohérente avec les mesures de rendement de collecte du chapitre 7: le nombre de sites de piégeage potentiels (ionisés ou neutres) est plus grand qu’attendu, et on a soit une régénération moins efficace qu’on pourrait le penser, soit la présence de nombreux pièges non caractérisés (éventuellement des impuretés profondes).

8.6 Simulation du scatter plot centre vs. garde de l’état dégradé

8.6.1 Principe

La modélisation de la distribution de charge discutée au paragraphe précédent n’est valable qu’en 1D, i.e. près de l’axe de révolution du détecteur, dans une zone où les effets de la garde sont négligeables. Pour reproduire toutes les populations du scatter plot observé dans l’état dégradé (cf. figure 8.5) à partir de simulations de transport, il nous faudrait connaître la distribution précise des charges y compris dans les zones proches de la garde. En l’absence de cette information, on réalise une simulation simplifiée, grâce à laquelle on peut vérifier que les populations observées dans le scatter plot sont bien dues à un champ électrique ayant les caractéristiques décrites au paragraphe 8.5.6. Le principe de cette simulation est illustré figure 8.15:

- On considère des lignes de champs parallèles à l’axe z dans tout le détecteur.
- Le détecteur est séparé en 2 zones (a) et (b): (a) dans le coeur du détecteur le champ est orienté vers l’électrode centre. (b) près des élec-

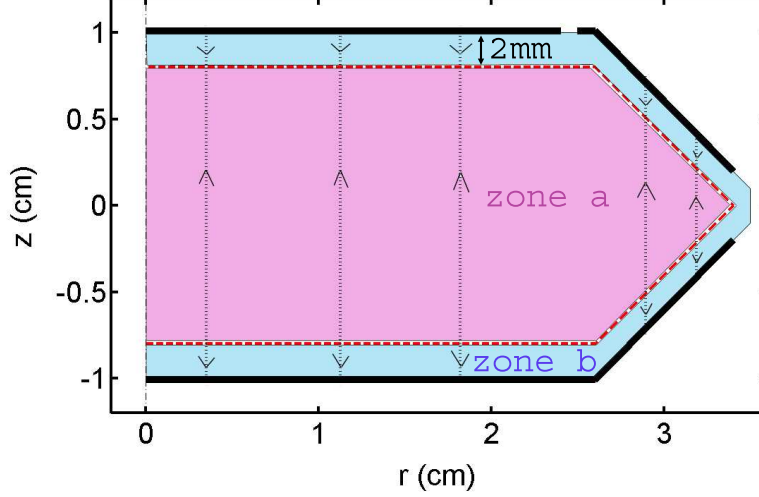


FIG. 8.15 – Principe de la simulation simplifiée. Le champ électrique n'a pas de composante radiale (quelques lignes de champ sont représentées en pointillés). Sur le trait pointillé rouge, le champ électrique s'inverse (sens du champ indiqué par des flèches). Un porteur parvenant à cette ligne est considéré piégé. Voir le texte pour la définition des deux zones a et b.

trodes, le champ est inversé (effet de l'écrantage de la distribution de charge piégée par les électrodes).

- On génère des événements dont la position et l'énergie sont données par la simulation Géant3 de la source ^{57}Co .
- Les porteurs suivent les lignes de champs et se déplacent donc suivant z . Si un porteur parvient à la frontière entre zone a et zone b, il est piégé dans la zone de champ nul et sa trajectoire s'arrête.

On choisit une zone (b) d'épaisseur 2mm en dessous des électrodes. Ainsi un événement ayant lieu en $r=0$ et dans la zone (a) aura un rendement de collecte de 80% (les porteurs parcourent 1.6cm sur les 2cm d'épaisseur du détecteur).

8.6.2 Résultats

On présente les scatter plots simulés figure 8.16. On reproduit bien les différentes populations observées expérimentalement, et la dépendance à la

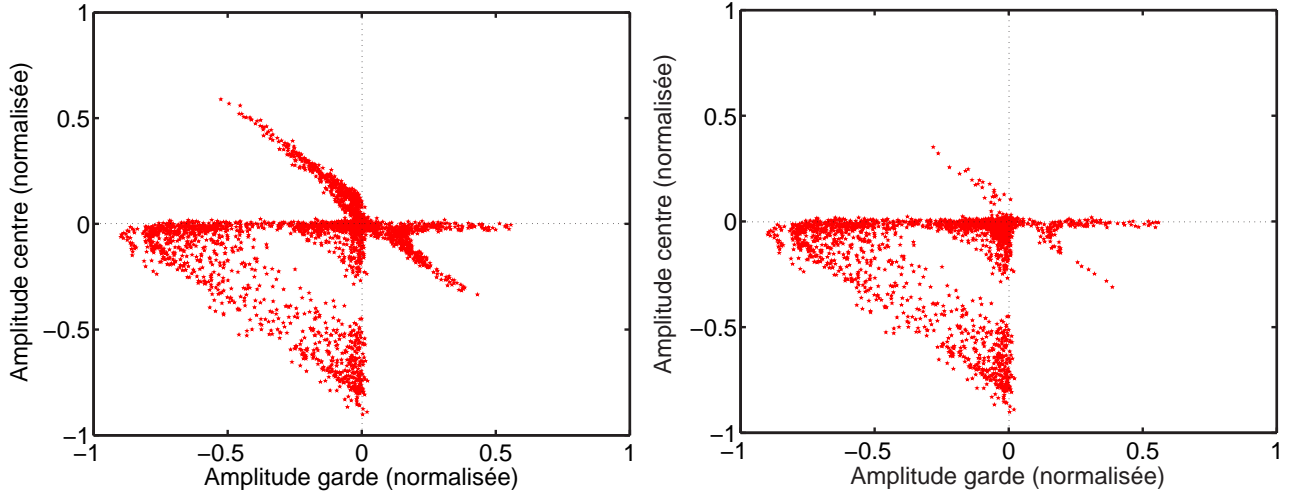


FIG. 8.16 – Scatter plot amplitude centre vs. amplitude garde simulé d'après la simulation simplifiée schématisée figure 8.15. La position et l'énergie des événements ^{57}Co simulés sont déterminés par Géant3. Gauche: Source en position A. Droite: Source en position B.

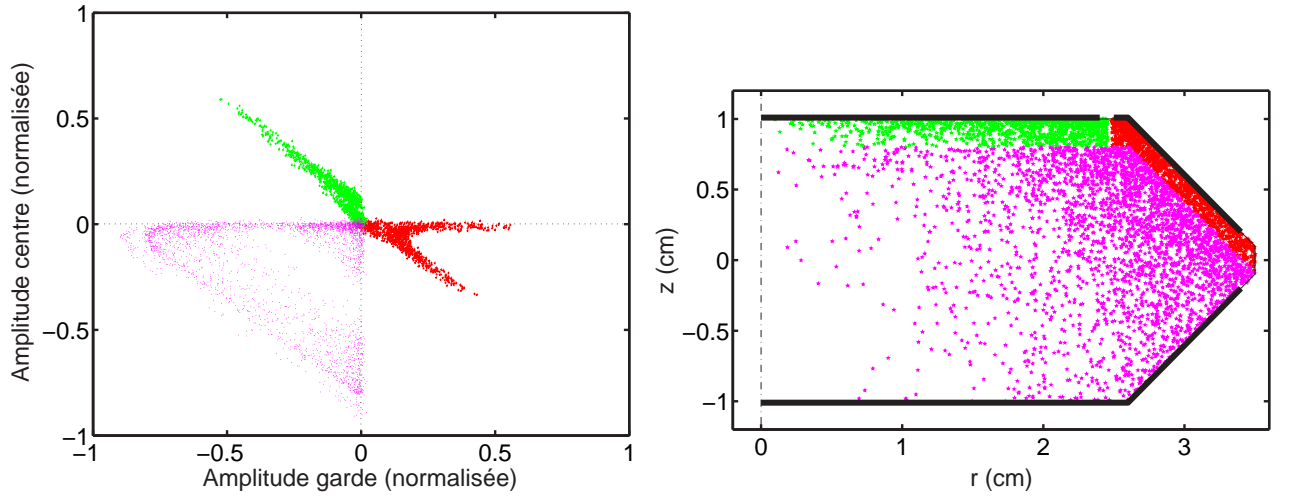


FIG. 8.17 – Localisation dans le détecteur des différentes populations du scatter plot.

position de la source (cf. scatter plot expérimentaux des figures 8.5 (source en position A) et 8.7 (source en position B)). On voit figure 8.17 que l'essentiel du détecteur donne lieu à des événements à amplitudes centre et

garde positives. En dessous des électrodes centre et garde, on génère deux autres populations d'évènements, à amplitude centre OU garde positive. Les porteurs générés par ces évènements parcourent une distance de l'ordre du millimètre, mais peuvent néanmoins atteindre des rendement de collecte jusqu'à $\approx 50\%$. Cela est dû aux distributions des potentiels de Ramo centre et garde en 2D, spécialement près du gap entre centre et garde où ces potentiels s'écartent fortement de la distribution 1D (cf. carte des potentiels de Ramo de la figure 3.5).

8.7 Etat de charge près des électrodes

8.7.1 Dispositif

La croissance plus rapide de la charge près des électrodes pose la question de l'état de charge des impuretés dans ces zones. Concernant ce point, il est intéressant d'étudier la mesure d'ionisation de rayonnements ionisants peu pénétrants. On présente ici des expériences réalisées sur un détecteur test eurysis, de forme cylindrique (hauteur 1cm) et disposant de deux électrodes de

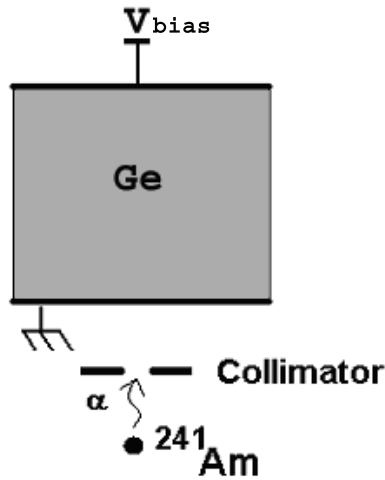


FIG. 8.18 – Schéma du dispositif expérimental: Détecteur test eurysis avec une électrode référence à la masse, et une électrode au potentiel de collecte V_{bias} équipée d'un amplificateur de charges. le détecteur est irradié par une source d'alphas collimatée (alphas de 5.5MeV de la source ^{241}Am). On dispose également d'une source ^{60}Co extérieure au cryostat (non représentée ici).

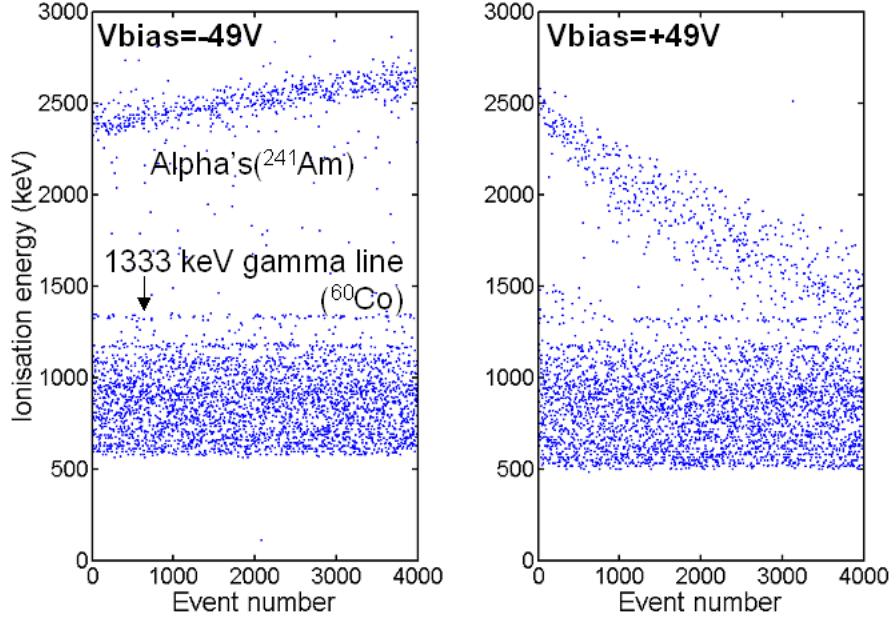


FIG. 8.19 – *Evolution du rendement de collecte des alphas dans un détecteur test eurusys en fonction du numéro de l'évènement. Gauche: tension de collecte -49V. Droite: tension de collecte +49V.*

collecte en Nb sans sous couche amorphe (une électrode référence à la masse et une électrode élevée à la tension de collecte et équipée d'un amplificateur de charges) [73]. On dispose d'une source ^{241}Am collimatée, produisant des alphas de 5.5MeV absorbés sous l'électrode référence (cf. figure 8.18). On a également une source de ^{60}Co à l'extérieur du cryostat générant des événements gamma uniformément répartis dans le détecteur (raies 1333keV et 1179keV).

8.7.2 Résultats

Sous irradiation simultanée par les deux sources, on observe (cf. figure 8.19):

- que le rendement de collecte des alphas présentent des variations nettes au cours du run. Avec une tension de collecte négative, le rendement de collecte augmente au cours du temps. Avec une tension de collecte positive, il diminue au contraire (Notons que le rendement collecte en début de run est identique quel que soit le signe de la tension). La rapidité d'évolution de ce rendement dépend de la valeur de la tension.
- que le rendement de collecte des gammas de la source ^{60}Co reste stable.

On le voit nettement en regardant les raies à 1333keV et 1179keV de cette source.

Lorsqu'on éloigne la source de ^{60}Co , on observe toujours le même type de comportement pour les alphas.

8.7.3 Discussion

On a visiblement à faire à du piégeage, l'irradiation alphas modifiant l'état de charge des impuretés et influant en retour sur le rendement de collecte de ces alphas. Suivant le signe de la charge piégée et le signe de la tension appliquée, l'irradiation par les alphas a alors soit un effet bénéfique sur le rendement de collecte (neutralisation des pièges ionisés) soit un effet dégradant (ionisation d'impuretés). En outre, les gammas déposant leur énergie principalement dans le volume du détecteur ne présentent pas de telles variations de rendement, ce qui indique un effet localisé dans une zone de faible épaisseur sous les électrodes.

Chapitre 9

Conclusion

Pour résumer les résultats présentés dans cette thèse, on s'en tiendra à la séparation utilisée tout au long du travail: d'une part le piégeage en surface, d'autre part le piégeage en volume.

9.1 Piégeage en surface

Les expériences du chapitre 6 nous ont permis de mettre en évidence le piégeage en surface dans les détecteurs tests et les détecteurs EDELWEISS. Ces résultats confirment qu'une fraction importante des porteurs conduits aux surfaces libres par le champ de collecte sont piégés. La méthode employée utilise la polarisation de toutes les électrodes au même potentiel par rapport au boîtier à la masse. Elle permet de constituer une charge surfacique de signe donné (fixé par le signe de la tension appliquée) et de quantité de charge donnée (fixée par la valeur de la tension appliquée et la géométrie du système, principalement la disposition de la masse électrique environnant le détecteur). La caractérisation de cette distribution de charge par l'observation des amplitudes et temps de montée des événements lors de la dégradation, ainsi que par l'étude des événements de la source sonde ^{57}Co collectés sous l'effet du champ induit par la charge surfacique nous a permis de calculer la quantité de charge piégée avec une bonne précision. C'est une première illustration de l'efficacité de la méthode de sondage de la charge piégée que nous avons mis en place.

Nous avons également mis en évidence les effets de cette charge surfacique sur la collecte dans des conditions de polarisation conventionnelles du détecteur (i.e. centre et garde au même potentiel, référence à la masse). Ces effets peuvent être importants dans les détecteurs cylindriques du type des détecteurs tests étudiés, où on a d'importantes surfaces libres. En revanche, la géométrie de type EDELWEISS reste une configuration optimale pour

minimiser les surfaces libres et écranter efficacement une éventuelle charge surfacique. Notons d'ailleurs un travail annexe à l'étude du piégeage en surface, qui n'a pas été présenté dans cette thèse. A la suite de l'étude, on s'est inspiré de la géométrie EDELWEISS pour améliorer la géométrie des électrodes des détecteurs NbSi, développés pour la mesure des phonons hors équilibre, et qui présentaient des populations d'évènements pathologiques liés aux surfaces libres. La fabrication de ces nouveaux détecteurs est en cours et permettra de vérifier le rôle joué par les surfaces.

Notre méthode nous a permis de créer une charge surfacique de manière contrôlée, en utilisant un mode de polarisation inhabituelle. Il serait maintenant intéressant de déterminer 1) a-t-on une charge surfacique après régénération, et si oui quelle est sa distribution et son influence sur la collecte? 2) quel type de distribution de charge surfacique obtient-t-on dans des conditions normales de polarisation? Ces questions pourraient avoir un intérêt tout particulier concernant la surface libre séparant centre et garde, y compris dans la géométrie EDELWEISS. Elle pourrait jouer un rôle dans la division de charges entre les deux électrodes ou l'apparition de populations d'évènements pathologiques. Pour approfondir ce type d'études, la prise en compte du piégeage en volume semble inévitable.

9.2 Piégeage en volume

L'étude de l'évolution des rendements de collecte en fonction de la tension appliquée a permis de mettre en évidence le piégeage en volume et ses principales caractéristiques. Un effet clairement marqué est le piégeage plus efficace des électrons comparés aux trous. Cette différence pourrait être à l'origine de certaines asymétries de comportement par rapport au signe de la tension. Elle cause une dépendance marquée du rendement de collecte à la position de l'évènement dans le détecteur, dépendance d'autant plus forte que l'on est à bas champ et qui participe à la dégradation de la résolution des détecteurs.

On a également mis en évidence le rôle du piégeage dans le "cross-talk" entre centre et garde. Ses effets sont plus faibles que le cross-talk électronique dû au couplage capacitif entre centre et garde, mais peuvent avoir des effets significatifs à basse tension. En outre, on a vu que dans certaines zones du détecteur, la distribution 2D des potentiels de Ramo font que des porteurs piégés peuvent donner lieu à des signaux charge relativement contre-intuitifs, en terme de signe et d'amplitude.

La valeur des longueurs de piégeage a pu être déterminée avec une bonne précision, d'une part par la mesure des rendement collecte en fonction de la tension, d'autre part par une méthode originale basée sur la localisation des

événements. Cette méthode a prouvé sa validité en confirmant les longueurs déduites des rendements de collecte, et permet de plus de contraindre la fraction de paires recombinaisonnelles dans le nuage de charge initial.

Les longueurs de piégeage mesurées posent la question de l'efficacité de la régénération, ce qui rejoint les conclusions du dernier chapitre consacré à la formation de charge d'espace dans les détecteurs EDELWEISS et obtenues par une étude indépendante. Les caractéristiques du piégeage sont en bon accord avec l'existence d'une importante proportion d'impuretés ionisées, tout comme le sont les phénomènes de dégradation constatés dans les détecteurs EDELWEISS soumis à une irradiation gamma sous tension appliquée. La confirmation de ce point nécessiterait en premier lieu de varier les conditions de régénération (durée de la régénération, source employée).

De manière générale, les études que nous avons effectuées, et qui concernent la caractérisation d'états dits dégradés appellent à se pencher maintenant sur la caractérisation de ce qu'on pourrait appeler l'état régénéré. Il constitue en fait un état de charge particulier du détecteur, puisqu'on observe des événements collectés qui prouvent l'existence d'un champ de collecte *même juste après une régénération*. On pourrait certainement mettre à profit la méthode de sondage de la charge d'espace pour étudier la charge d'espace résiduelle après régénération. En utilisant par exemple des sources de rayonnements peu pénétrants (gamma de basse énergie, alphas, électrons) à la place de la source ^{57}Co , on aurait accès à un sondage localisé de la charge piégée.

Les observations du dernier chapitre concernant la dégradation du rendement de collecte des alphas montrent d'ailleurs l'importance que pourrait avoir ce type de techniques. Ces observations impliquent l'existence de nombreux pièges dans les zones proches des électrodes. Cela pourrait être le signe de la présence d'une forte densité d'impuretés dans ces régions (éventuellement due à la diffusion d'impuretés à travers le cristal), et appelle une réflexion sur les différentes technologies de contact avec les électrodes envisageables. Cela peut également provenir d'une méthode de régénération inefficace pour neutraliser les impuretés chargées proches des électrodes (à cause du rôle de l'écrantage de la charge piégée par les charges image dans les électrodes). Dans ce cas, il serait intéressant de varier les conditions de régénération pour trouver une méthode optimale et adaptée à ce problème particulièrement gênant pour l'expérience. Dans tous les cas, une meilleure compréhension de ces phénomènes nécessite une étude plus spécialisée sur le piégeage dans les zones proches des électrodes.

Bibliographie

- [1] J. H. Oort, The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, **6**, 249 (1932)
- [2] F. Zwicky, Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, Helv. Phys. Acta **6**, 110 (1933)
- [3] D.N. Spergel et al., First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters, Astrophys. J. Suppl. **148**, 175 (2003)
- [4] L. Van Waerbeke et al., Likelihood analysis of cosmic shear on simulated and VIRMOS-DESCART data, A&A **393**, 369 (2002)
- [5] H. Hoekstra et al., Properties of Galaxy Dark Matter Halos from Weak Lensing, The Astronomical Journal, **606**, 67 (2004)
- [6] S. Burles et al., What is the big-bang-nucleosynthesis prediction for the baryon density and how reliable is it?, Phys. Rev. D **63**, 063512, (2001)
- [7] M. Milgrom, A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis, Astrophysical Journal, **270**, 365 (1983)
- [8] J. D. Bekenstein, Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm, Phys.Rev. D, **70**, 083509 (2004); Erratum-ibid. **71**, 069901 (2005)
- [9] M. Fukugita and P. J. E. Peebles, The cosmic energy inventory, The Astrophysical Journal, **616**, 643 (2004)
- [10] G. Bertone, Dan Hooper and Joseph Silk, Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints, Phys. Rept., **405**, 279 (2005)
- [11] G. Jungman et al., Supersymmetric dark matter, Phys. Rep., **267**, 195 (1996)
- [12] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, second edition, John Wiley and sons (1989).
- [13] A. H. Compton, A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements, Phys. Rev. **21**, 483 (1923).
- [14] H. A. Bethe, Handbuch fur Physik, Springer Verlag, Berlin, **24**, 519(1933)

-
- [15] H. A. Bethe, Multiple scattering and the mass of the meson, *Phys. Rev.* **70**, 821 (1946)
 - [16] E. J. Williams, Multiple scattering of fast electrons and alpha-particles, and "curvature" of cloud tracks due to scattering, *Phys. Rev.* **59**, 460 (1940)
 - [17] E. J. Williams, *Proc. Roy. Soc.*, **169**, 531 (1939)
 - [18] M. J. Berger and S. M. Seltzer, Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons, NASA, report SP-3012 (1964)
 - [19] K. Kanaya and S. Okayama, Penetration and energy loss theory of electrons in solid targets, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**, 43 (1972)
 - [20] D. Drouin et al., monte CARlo SIMulation of electroN trajectory in sO-lids, Université de Sherbrooke (2002), <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/>
 - [21] D. Wright, Geant4 physics in more detail, Fermilab Geant4 tutorial, 27-29 octobre 2003, <http://conferences.fnal.gov/g4tutorial/g4cd/Slides/Fermilab/PhysicsTutor2.pdf>
 - [22] Geant detector description and simulation tool, © Copyright CERN, Geneva 1993, http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant_html3/geantall.html
 - [23] G.Z. Molière, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen. II. Mehrfach- und Vielfachstreuung, *Z. Naturforsch* 3a 78 - 97 (1948).
 - [24] L. C. Feldman and J. W. Mayer, Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis, North Holland-Elsevier (1986)
 - [25] Z. Czyewski et al., Calculations of Mott scattering cross section, *J. Appl. Phys.*, **68**, 3066 (1990)
 - [26] S. M. Sze, Physics of semiconductor devices, John Wiley and Sons (1981)
 - [27] C. A. Klein, Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors, *J. Appl. Phys.* **39**, 2029 (1968)
 - [28] A. Quaranta et al., A 40 keV pulsed electrons accelerator, *Rev. of Sci. Instr.*, **41**, 1205 (1974)
 - [29] P. A. Tove et W. Seibt, Plasma effects in semiconductor detectors, *Nucl. instr. and Meth.*, **51**, 261 (1967)
 - [30] A. Broniatowski, A simulation code for the ionization and heat signals in low-temperature germanium detectors for dark matter research, *Nucl. Instr. and Meth.* , **520**, 178 (2004)
 - [31] A. L. Graps, N-Body simulation methods (2000), <http://www.amara.com/papers/nbody.html>
 - [32] R. A. Smith, Semiconductors, Cambridge university press (1978)
 - [33] C. Jacoboni et al., Electron drift velocity and diffusivity in germanium, *Phys. Rev. B*, **24**, 1014 (1981)

- [34] L. Reggiani et al., Hole drift velocity in germanium, *Phys. Rev. B*, **16**, 2781 (1977)
- [35] S. H. Koenig, Electrical conduction in n-type germanium at low temperatures, *Phys. Rev.*, **128**, 1668 (1962)
- [36] W. Sasaki et al., Anisotropy of hot electrons in n-type germanium, *J. Phys. Soc. Jap.*, **13**, 456 (1958)
- [37] J. G. Ruch et G. S. Kino, Transport properties of GaAs, *Phys. Rev.*, **174**, 921 (1968)
- [38] M. Nathan, Anisotropy of the conductivity of n-type germanium at high electric fields, *Phys. Rev.*, **130**, 2201 (1963)
- [39] P.N. Luke, Voltage-assisted calorimetric ionization detector, *J. Appl. Phys.* **64** (1988) 6858.
- [40] B.S. Neganov et al., Application of ionization to heat conversion to the light absorption spectra measurement in silicon at 1K through adiabatic calorimetry, *J. Low Temp. Phys.*, **93**, 417 (1993)
- [41] P.N. Luke, C.P. Cork, N.W. Madden, C.S. Rossington, and M.F. Wesela, Amorphous Ge bipolar blocking contacts on Ge detectors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39**, 590 (1992)
- [42] T. Shutt et al., Studies of the dead layer in BLIP germanium detectors, *Proceedings of the VIIth International Workshop on Low Temperature Detectors*, Munich, ed. S. Cooper, 224-226 (1997).
- [43] T. Shutt et al., A solution to the dead-layer problem in ionization and phonon-based dark matter detectors, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **444**, 340 (2000)
- [44] A. Benoit et al., Improved exclusion limits from the EDELWEISS WIMP search, *Phys. Lett. B* **545**, 43 (2002)
- [45] A. Broniatowski et al., Electronic transport and event localization in germanium low-temperature detectors for the EDELWEISS dark matter experiment, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **444**, 327 (2000)
- [46] L. Mihailescu et al., The influence of anisotropic electron drift velocity on the signal shapes of closed-end HPGe detectors, *Nucl. Instr. Meth. A*, **447**, 350 (2000)
- [47] A. Kuhn, *Advanced Pulse-Shape Analysis and Implementation of Gamma-Ray Tracking in a Position-Sensitive Coaxial HPGe Detector*, Thèse, UC Berkeley (2002)
- [48] S. Ramo, Currents induced by electron motion, *Proc. IRE*, **27**, 584 (1939)
- [49] W. Shockley, Currents to conductors induced by a moving point charge, *J. Appl. Phys.*, **9**, 635 (1938)

-
- [50] M. D. Sirkis et al., Currents induced by moving charges, *Am. J. Phys.*, **34**, 943 (1966)
 - [51] G. Chardin , A. Broniatowski et al., Towards a background-free double-beta decay experiment using the EDELWEISS cryogenic Ge detectors, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **520**, 145 (2004)
 - [52] Ge/NbSi detectors for EDELWEISS-II: identification of surface events using athermal phonon measurements with NbSi thin films thermometers, proceedings of the 11th workshop on low-temperature detectors (LTD11), Tokyo (2005). à paraître dans NIMA.
 - [53] W. Chen et al., Analytic models for crosstalk delay and pulse analysis under non-ideal inputs, Proceedings of the international test conference, Washington D.C., p. 809, ed. IEEE (1997)
 - [54] M. Goyot, Preamplificateurs, Ecole de détection de rayonnements, Balaruc-les-bains (1999)
 - [55] M. Goyot, Influence de la capacité répartie d'une résistance de contre-réaction (en technologie couche mince) sur la réponse d'un préampli de charges, communication privée.
 - [56] E. Baldinger et W. Franzen, Amplitude and time measurement in nuclear physics, Serie "Advances in Electronics and Electron Physics", vol. VIII, 256, New York, N.Y., Academic Press Inc.: Publishers 1956.
 - [57] F. S. Goulding et D. A. Landis, Ballistic deficit correction in semiconductor detector spectrometers, *IEEE Trans. on Nucl. Sc.*, **35**, 119 (1987)
 - [58] J. R. Andrews, Time domain spectrum analyzer and "s" parameter vector network analyzer, Picosecond Pulse labs, Application Note AN-16a (2004)
 - [59] J. R. Andrews, Deconvolution of system impulse responses and time domain waveforms, Picosecond Pulse labs, Application Note AN-18 (2004)
 - [60] P. Seidenberg, From Germanium to Silicon: A History of Change in the Technology of the Semiconductors, New Perspectives on the History of Semiconductors, New Brunswick: IEEE Press (1997)
 - [61] R.H. Kingston, *J. Appl. Phys.* 27, 101 (1956).
 - [62] E. E. Haller et al., Physics of ultra-pure germanium, *Adv. in Phys.*, **30**, 93 (1981)
 - [63] V. N. Abakumov et al., Capture of carriers by attractive centers in semiconductors (review), *Sov. Phys. Semicond.*, **12** (1978)
 - [64] M. Lax, Cascade capture of electrons in solids, *Phys. Rev.*, **119**, 5 (1960)
 - [65] N. Sclar et al., Impact ionization of impurities in germanium, *J. Phys. Chem. Solids*, Vol.2, 1-23 (1957)

- [66] D. Lhôte et al., Charge and heat collection in a 70 g heat/ionization cryogenic detector for dark matter search, *J. Appl. Phys.* , **87**, 1507 (2000)
- [67] F. X. Navick, Étude et optimisation de bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de matière noire, Thèse de l'université paris VII (1997)
- [68] T. Shutt et al., Simultaneous high resolution measurement of phonons and ionization created by particle interactions in a 60 g germanium crystal at 25 mK, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3531 (1992)
- [69] T. Shutt, A dark matter detector based on the simultaneous measurement of phonons and ionization at 20mK, Thèse de l'université de Californie(Berkeley) (1993)
- [70] M. J. Penn et al., Charge collection and trapping in low-temperature silicon detectors, *J. Appl. Phys.*, **79**, 8179 (1996)
- [71] V. N. Abakumov et al., Nonradiative recombinaison in semiconductors, coll. Modern problems in condensed matter sciences Vol.33, Ed. North Holland (1991)
- [72] A. Broniatowski, Cryogenic germanium detectors for dark matter research: surface events rejection by charge measurements, proceedings of the 11th workshop on low-temperature detectors (LTD11), Tokyo (2005). à paraître dans NIMA.
- [73] A. Broniatowski, non publié.
- [74] T. Lucas and Y. Jin, *J. Phys. IV (France)*, **12** (2002)
- [75] V. Sanglard et al., Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors, *Phys.Rev. D*, **71** (2005)
- [76] S. Fiorucci, Acquisition et analyse des données pour l'expérience de recherche de matière noire EDELWEISS, Thèse de l'université Paris XI (2005)

Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors

B. Censier*

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, IN2P2-CNRS, Université Paris XI, bat. 108, Orsay Campus 91405, France

For the EDELWEISS Collaboration¹

Available online 10 January 2006

Abstract

The final results of the EDELWEISS-I dark matter search using cryogenic heat-and-ionization Ge detectors are presented. The final data sample corresponds to an increase by a factor five in exposure relative to the previously published results. A recoil energy threshold of 13 keV or better was achieved with three 320 g detectors working simultaneously over four months of stable operation. Limits on the spin-independent cross-section for the scattering of a WIMP on a nucleon are derived from an accumulated fiducial exposure of 62 kg day.

© 2006 Published by Elsevier B.V.

PACS: 95.35.+d; 14.80.Ly; 98.80.Es; 29.40.Wk

Keywords: Dark matter; WIMPs direct detection; Cryogenic detectors

1. Introduction

The aim of the EDELWEISS experiment is the direct detection of Weakly Interactive Massive Particles (WIMPs), today's most favored candidates for dark matter [1]. The two main constraints are (1) a precise and stable measurement of the few tens of keV occasionally deposited by elastic scattering of a WIMP on a target nucleus, (2) the rejection of radioactive and cosmic background. EDELWEISS has been operating several heat-and-ionization cryogenic Ge bolometers in the low background environment of the Modane underground laboratory (LSM). The radioactive background is rejected based on the different quenching factor for electron recoils (γ s, electrons..) and nuclear recoils (neutron, WIMPs).

2. Experimental setup

Three 320 g Ge detectors are operated simultaneously in the low radioactivity cryostat at a regulated temperature of 17 mK, with an internal Roman lead shield and external

paraffin, Cu and Pb shields. The high purity Ge crystal have a cylindrical geometry (diameter: 70 mm, height: 20 mm) with edges beveled at 45°. It is fitted with 3 Al electrodes (central part, guard ring, and reference electrode), with an additional 50–100 nm thick underlayer made of amorphous Ge (GGA1) or Si (GSA1, GSA3) improving charge collection efficiency for near-surface events [3]. The thermal sensor is a Neutron Transmutation Doped Ge crystal (Ge-NTD) of a few cubic millimeters glued onto the guard ring electrode. The events occurring near the lateral edges are rejected based on the guard electrode signal, defining a fiducial volume of about half the detector [2].

3. New data set and calibration

The analysis presented here covers the entire data set of EDELWEISS-I, for a total 62 kg day exposure. This includes the previous runs 2000 and 2002 (13.6 kg day) [6,7], together with the new 2003i (25.7 kg day) and 2003p (22.7 kg day) [4]. During the run 2003i, high sensitivity to microphonic noise lead to several noisy periods, especially after helium refilling. The run 2003p corresponds to a new stable configuration with a phonon trigger instead of an

*Corresponding author. Tel.: +33 1 69 15 4811; fax: +33 1 69 15 5268.

E-mail address: censier@csnsm.in2p3.fr.

¹For a complete list of authors see Ref. [4].

ionization one, automatic helium filling system and a reduced sensitivity to microphonics thanks to an improvement in wiring between the front-end cold FETs and the warm amplifiers. Heat baseline resolutions for this run are ranging from 0.4 to 0.8 keV, and no data is rejected by the baseline resolution quality cuts during the entire running period (50 days). Ionization baseline resolution is less than 1.5 keV and stable for both runs. Neutron calibrations yield precise measurements of the detection efficiency as a function of recoil energy down to the threshold, thanks to the large number of neutron-neutron coincidences [4]. The recoil energy threshold (50% efficiency) is better than 13 keV for 2003p, while it was ranging from 14 to 23 keV in 2003i. This improvement in the low-energy efficiency arises from the heat channel's good baseline resolution and its immunity to the quenching effect.

4. Results

For previously published results, the requirement of an homogeneous efficiency over the entire energy range lead to the setting of a low-energy bound on recoil energy (either 20 or 30 keV). It is now replaced by the more natural constraint given by the 99.9% electron-recoil rejection and the ionization threshold (see Fig. 1). Older data have not been reprocessed but the nuclear-recoil selection has been modified for consistency, taking the detection efficiency of each experimental configuration into account. For the run 2003p, the raw event rate (prior to any electron-recoil rejection) is ≈ 1.3 event/kg/keV/day between 30 and 100 keV in the fiducial volume. In the total data set, 59 events are compatible with nuclear recoils,

most of them being below 30 keV (53 counts). The corresponding constraints on WIMP-nucleon scattering cross-section (Fig. 2) is obtained by comparison between the experimental nuclear-recoil events spectrum and the

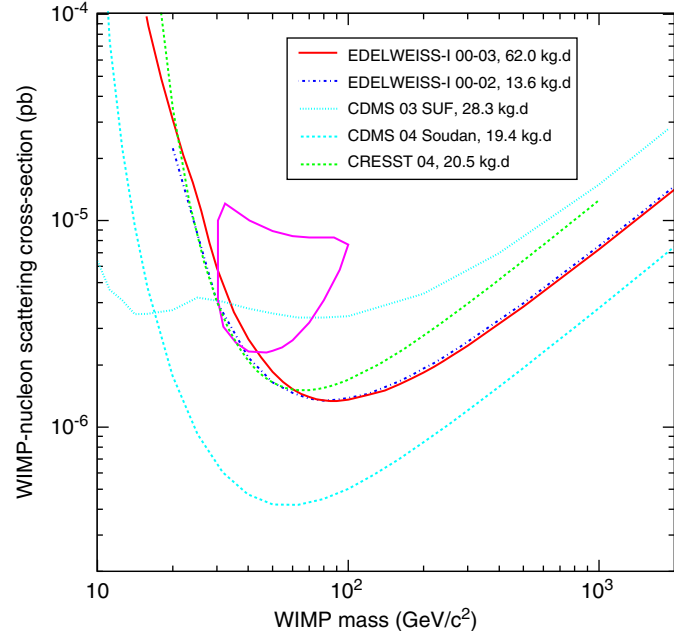


Fig. 2. 90% C.L. spin independent limits obtained by EDELWEISS-I, for $E_R > 15$ keV [4]. Also shown: previous published EDELWEISS-I limits [7], 2003 CDMS limits, 2004 CDMS limits [5], CRESST limits using W recoils [8]. Closed curve: allowed region at 3σ C.L. from the DAMA annual modulation data [10].

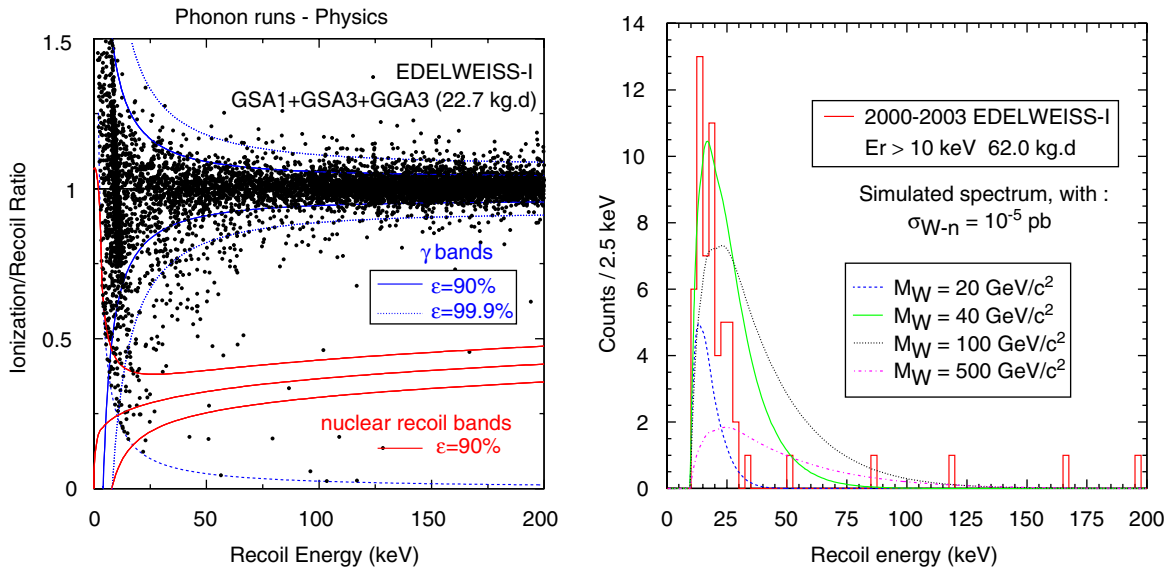


Fig. 1. Left panel: Distribution of the quenching factor Q (ratio of the ionization to the recoil energies) as a function of the recoil energy E_R for GSA3, GGA3 and GSA1 in the run 2003p [4]. Also plotted as full lines are the $\pm 1.65\sigma$ (90%) electron and nuclear recoil bands. The dotted lines represent the $\pm 3.29\sigma$ (99.9%) electron recoil band. The hyperbolic dashed curve corresponds to the ionization energy threshold (2.5 keV_{ee}). Right panel: Recoil energy spectrum of events in the nuclear recoil selection ($E_R > 10$ keV), recorded by EDELWEISS-I for a total fiducial exposure of 62 kg day, compared with simulated WIMP spectra using a WIMP-nucleon scattering cross-section $\sigma_{W-n} = 10^{-5}$ pb and for different WIMP masses [4].

simulated recoil energy spectra for WIMPs of different masses, using the optimum interval method of Ref. [9].

5. Sources of background

It is clear that no single WIMP mass can explain the entire nuclear-recoil events spectrum (see Fig. 1). EDELWEISS-I data are pointing towards two possible sources of limiting background: neutrons and near-surface electron-recoils. One single coincident event between two nuclear recoils has been observed. The coincidence between two surface electrons with poor charge collection is unlikely, each detector being housed in a 2 mm thick Cu casing. This event is thus very likely due to a neutron. Monte Carlo simulations based on the measured neutron flux at the LSM predict a single event rate of the order of 1 event for 62 kg day, with ≈ 10 times less coincident events. It is thus possible that some of the nuclear-recoils observed are due to a residual neutron background. On the other hand, the low coincidence rate of data lying just above the nuclear-recoil band is a strong indication that surface electron-recoils with poor charge collection could be an important part of the background [4]. Work is in progress to identify the sources of these surface electrons. The use of new heat-and-ionization bolometers with NbSi athermal phonon

sensors able to tag surface events will help solve this limitation [11]. Seven of these detectors will be mounted in the first phase of EDELWEISS-II among a set of 28 detectors [12].

Acknowledgements

This work is supported by the EEC-Network program under contract HPRN-CT-2002-00322.

References

- [1] G. Bertone, et al., Phys. Rep. 405 (2005) 279.
- [2] O. Martineau, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 530 (2004) 426.
- [3] P.N. Luke, C.P. Cork, N.W. Madden, C.S. Rossington, M.F. Wesela, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-39 (1992) 590.
- [4] V. Sanglard, et al., Phys. Rev. D 71 (2005) 122002.
- [5] D.S. Akerib, et al., Phys. Rev. D 68 (2003) 082002; D. Abrams, et al., Phys. Rev. D 66 (2002) 122003.
- [6] A. Benoit, et al., Phys. Lett. B 513 (2001) 15.
- [7] A. Benoit, et al., Phys. Lett. B 545 (2002) 43.
- [8] G. Angloher, et al., Astropart. Phys. 23 (2005) 325.
- [9] S. Yellin, Phys. Rev. D 66 (2002) 032005.
- [10] R. Bernabei, et al., Phys. Lett. B 480 (2000) 23.
- [11] A. Juillard, et al., in these proceedings.
- [12] X.F. Navick, et al., in these proceedings.

LATEST RESULTS AND FUTURE OF THE EDELWEISS EXPERIMENT

B. CENSIER^a, FOR THE EDELWEISS COLLABORATION

^a *Centre de Spectrométrie Nucléaire et Spectrométrie de Masse,
Bât. 108, F-91405 Orsay Cedex (France)*

Abstract

The latest results of the EDELWEISS-I WIMPs direct detection experiment are presented, including the simultaneous use of 3 heat and ionisation 320g germanium bolometers with improved energy threshold. EDELWEISS-I is already sensitive to the most optimistic SUSY models. Testing more favored models will require a higher target mass, but also an improved background rejection, as will be done in EDELWEISS-II. This second phase and R&D work on detector improvements are presented.

1 Dark matter and the WIMPs hypothesis

Since Zwicky's observations of the Coma cluster [1], we know there is a huge discrepancy between densities evaluated by mass-luminosity relationships, and by methods based on kinematical arguments. This discrepancy has been confirmed on every scale, from galaxies to large scale structures. Several methods involving gravitational lensing[2], CMB measurements[3] or big-bang nucleosynthesis[4], converge toward one conclusion: unless our understanding of gravity is to be reconsidered, about 25% of the universe's energy budget is made of an unknown, non-radiating and non-baryonic type of matter. Given these constraints, today's most favored dark matter candidates are Weakly Interactive Massive Particles (WIMPs), with a mass between a few tens and a few hundreds of GeV/c^2 . Our galaxy is believed to bathe in a WIMPs halo, and EDELWEISS is aiming at the detection of these galactic WIMPs.

2 Direct detection with EDELWEISS-I

WIMPs trapped in our galaxy would have relative velocities of a few hundred km/s. Elastic recoils on target nuclei then lead to a typical energy deposit of a few tens of keV, most of the events being expected at low energies, with a very low detection rate (<1 event/kg/day). The main experimental constraints are thus a low energy threshold, a good energy resolution, and a severe control of the background interactions.

Passive shielding for a low background environment: EDELWEISS is located in Modane underground laboratory, in the Fréjus tunnel, where most of the cosmic-ray induced muons are absorbed through 1700m of rock overburden. The typical muon flux is 4 muons/m²/day, while the neutron flux is about 1.6×10^{-6} neutrons/cm²/day. To further ensure a low background environment, a passive shielding made of 30cm thick paraffin moderates the fast neutron flux, whereas copper and lead shields minimize the gamma-ray background.

Active rejection with Heat-and-Ionisation bolometers: One of the main EDELWEISS features is an additional active background rejection technique. It allows event by event discrimination between two types of populations, namely 'electron recoils' (γ 's and β 's) and 'nuclear recoils' (neutrons or WIMPs). This is based on the simultaneous measurement of charge and phonon signals, in an ultra-pure germanium absorber cooled down to ≈ 17 mK. Electron recoils, the main source of radioactive background, are indeed producing a higher ionisation-over-recoil ratio than nuclear recoils (Fig.1). The rejection factor for electron recoils is better than 99.9% for a recoil energy threshold of 15keV, as shown by gamma-ray source calibrations. The Ge crystal is fitted with Al electrodes for charge collection. A typical event generates a few thousand of electron-hole pairs, which drift in a collecting field of the order of 1V/cm. Typical collection times are a few hundred ns. Phonon measurements are made by a Neutron Transmutation Doped Ge thermistor (NTD) glued on the absorber. It measures temperature rise of some tens of μ K, with typical time constant of several tens of ms.

3 Final results of EDELWEISS-I

Three 320g detectors are operated. The acquisition was previously triggered on the ionisation channel, with a recoil energy threshold of 30keV at 100% efficiency (20 keV for one detector). For the last data sample, acquisition was triggered on the phonon channel, resulting in a lowering of the energy threshold down to 15keV recoil energy. In this additional 22.66 kg.day exposure, there are 33 events compatible with nuclear recoils above 15 keV, most of them being under 30keV, with one neutron coincidence in two detectors. Attributing all these events to WIMPs interaction, a conservative limit on WIMPs scattering

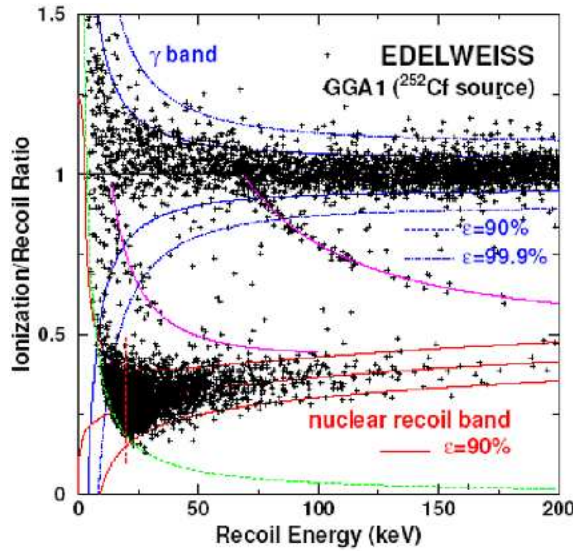


Figure 1: Ionisation over recoil ratio vs. recoil energy for a neutron source calibration.[5]

cross-section is calculated with the optimum interval method[7](Fig.2). It confirms our detection sensitivity with a total 60kg.day fiducial exposure. Fig.2 also presents the first results of CDMS-II in the Soudan underground laboratory using an additional cut on the time delay and rise time of the athermal phonons signal for miscollected surface events identification.

4 EDELWEISS-II

Once EDELWEISS-I was dismantled, the installation of EDELWEISS-II has started in April 2004. The goal is an increase of a factor ≈ 100 in detection sensitivity (down to 10^{-8} pb cross sections). The target mass will be increased, with up to 120 detectors (≈ 36 kg). These will be cooled down to ≈ 20 mK in a 100L cryostat which has been developped and tested in CRTBT (Grenoble). In the first phase (expected for 2005), 21 Ge bolometers with NTD sensors and Al electrodes will be operated, together with 7 new type detectors fitted with NbSi thin films (see next section). Nevertheless, increasing the mass is not sufficient. As showed by EDELWEISS-I, two main limitations must be overcome. First, the neutron background, originating from the radioactivity of the rock (low energy neutrons) and from the interaction of high energy muons in the surrounding rock and inside the experiment must be reduced. With this respect, a muon veto made of about 140m^2 of plastic scintillators (developped

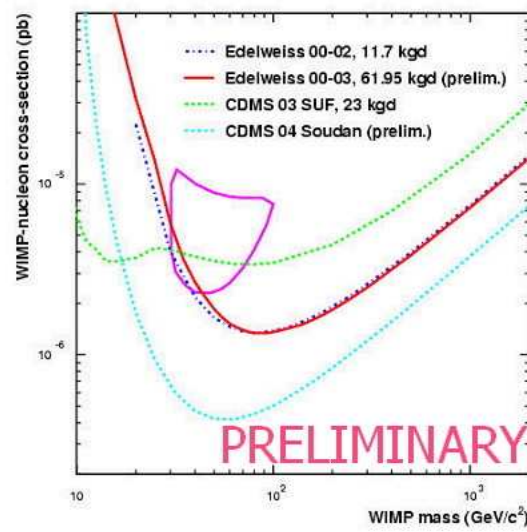


Figure 2: Exclusion curves of CDMS and EDELWEISS, under the assumption of spin-independent interaction of neutralino, assuming a standard spherical and isothermal halo[6]. The 3σ zone of the DAMA candidate is also shown [9].

at FZ-Karlsruhe) will surround the cryostat, in addition to an improved passive shielding of 50cm polyethylen and 20cm of lead. Second, the existence of a so-called 'dead layer' with poor charge collection has been demonstrated[10]. As a consequence, electron recoil events occuring closer than a few 10s of μm from an electrode may mimic a nuclear recoil. The use of amorphous Ge or Si layers between the metallic electrodes and the Ge crystal has been shown to greatly improve this point[11]. At such a sensitivity level, however, the identification of near-electrode events is of great concern.

5 R&D for near-electrodes events identification

Two possibilities, that may be complementary and give a useful redundancy, are explored:

Measurement of out-of-equilibrium phonons: At low temperatures, the mean free path of these high energy phonons is large enough for considering their detection in a massive bolometer. With NTD sensors, however, they tend to be absorbed by the glue used to fix the thermistor. A new type of heat

and ionisation bolometer are thus developed at CSNSM(Orsay). Thermometry as well as charge collection, are performed using evaporated thin NbSi films (typically 100nm thick). The good coupling between NbSi films and the Ge crystal allows non-thermal phonons detection. In particular, they have been shown to exhibit an enhanced transient part in the case of near electrodes events[12]. NbSi bolometers of mass 200g have been tested in Modane. The first encouraging results show a rejection of 90% of miscollected events, by cutting 50% of the total number of events. The next step will be to improve charge collection efficiency by means of an amorphous Ge layer and a more efficient electrode geometry.

Time-resolved measurement of the ionisation signal: Low noise charge amplifiers have been developed for this purpose, cryogenic setup being a handicap due to large wire capacitance. The second challenge is the modelisation of charge transport. At such low temperatures, the drift velocity versus field relationship is non-linear, and due to low collection fields, the space charge effects may become important [13](coulombian interaction between carriers, trapped charge). A simulation code involving all these aspects has been developed. On small test detectors, a 1mm resolution on the distance of the event from the electrodes has been achieved at 122keV [14], proving the potential of the method. At lower energies, of great significance for dark matter detection, it is however limited by a too high signal-over-noise ratio. With this respect, a collaboration between CSNSM, CEA and LPN has been settled, for the development of new charge amplifiers, with high electron mobility GaAs transistors as front-end components.

6 Conclusion

The analysis of the whole data sample of EDELWEISS-I, involving a better energy threshold, are confirming the sensitivity initially achieved on a smaller data sample. EDELWEISS-II will push the detection limits further thanks to a higher target mass and an improved shielding. The low sensitivity levels achieved will require a deeper understanding of the background, especially rare neutrons events, but also of the physical processes taking place in cryogenic detectors.

Acknowledgements This work is supported by the EEC-Network program under contract HPRN-CT-2002-00322.

References

- [1] F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* **6**, 110 (1933)
- [2] L. Van Waerbeke et al., *A&A* **393**, 369 (2002)

- [3] D.N. Spergel et al., *Astrophys. J. Suppl.* **148**, 175 (2003)
- [4] S. Burles et al., *Phys. Rev. D* **63**, 063512, (2001)
- [5] O. Martineau et al., *Nucl. instr. meth. A*, **530**, 426 (2004)
- [6] J.D. Lewin and P.F. Smith, *Astropart. Phys.*, **6**, 87 (1996)
- [7] S. Yellin, *Phys. Rev. D*, **66**, 032005 (2002)
- [8] A. Benoit et al., *Phys. Lett. B*, **43**, (2002)
- [9] R. Bernabei et al., *Riv. N. Cim.*, **26**, 1 (2003)
- [10] A. Benoit et al., *Phys.Lett. B* **479**, 8 (2000)
- [11] T. Shutt et al., *Proceedings of LTD-8(1999)*
- [12] S. Marnieros et al., *Nucl. Instr. Meth. A*, **520**, 185 (2004)
- [13] B. Censier et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **520**, 156 (2004)
- [14] A. Broniatowski et al., *AIP conference proceedings*, **605**, 521 (2001)



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 520 (2004) 156–158

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section Awww.elsevier.com/locate/nima

Surface trapping and detector degradation in Ge bolometers for the EDELWEISS Dark Matter search: experiment and simulation

B. Censier, A. Broniatowski*, A. Juillard, L. Bergé, L. Dumoulin

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, F-91405 Orsay Cedex 108, France

Abstract

Surface charging effects are investigated in a germanium ionization-heat detector operated at cryogenic temperatures. Under properly defined biasing conditions, carriers of one type only (either electrons or holes) are driven in a controlled manner into the free surfaces of the detector where they become trapped. Computer simulations allow to determine the surface densities of trapped carriers, and to reconstruct the scatter plot of γ -events in the degraded state. They allow one in particular to define several event populations with respect to detector degradation, attributed to different areas of energy deposition.

© 2003 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 73.20.At; 85.30.De; 95.35.+d

Keywords: Dark matter; Surface trapping; Germanium cryogenic detector; Signal simulation

1. Introduction

Operation of the detectors in the Edelweiss Dark Matter experiment involves a periodic reset procedure, aimed at suppressing space-charge effects otherwise detrimental to the charge collection efficiency [1]. In this connection, there is a need for a better characterization of the effects of carrier trapping in the detectors. We are concerned in this paper with surface charging effects, it being observed that surface traps, with densities usually well upwards of 10^{11} cm^{-2} [2], represent a significant fraction of the total number of traps in the detectors.

The guideline of this study is, by a proper choice of the biasing conditions, to drive the carriers in a controlled manner into the free surfaces of the detector. We show that the resulting surface charge density can be determined by arguments of simple electrostatics. We arrive thereby at a consistent picture for the degraded state of the detector, which we check by analyzing the latter's response to a probe source.

2. Experimental procedure and modelization of the degraded state

The test-detector consists of a high-purity Ge crystal mounted in a metal casing (Fig. 1(a)) [3]. The crystal has Nb-evaporated electrodes: namely,

*Corresponding author. Tel.: +33-1-69-15-45-90; fax: +33-1-69-15-52-68.

E-mail address: broniato@csnsm.in2p3.fr
(A. Broniatowski).

a centre electrode surrounded by a guard ring on the upper surface, and a counter-electrode on the lower surface, all of them electrically insulated from the case at cryostat ground. The centre and the guard electrodes are both fitted with low-noise charge amplifiers. A custom-made analog trigger allows us to acquire the charge signals of both polarities on either measurement channel.

Experiments are carried out at 19 mK in a dilution refrigerator. Electron–hole pairs are generated using two different γ sources: a strong ^{22}Na source (typical deposited energies about 500 keV) outside the cryostat, used for degradation and regeneration treatments (this source delivers about 30 events/s in the detector) and a much weaker ^{57}Co source (122 and 136 keV, about 3 events/s), mounted on the upper surface of the crystal and used as a probe. In a typical measurement sequence the detector is first regenerated by ^{22}Na irradiation, all the electrodes being shorted to ground. Leaving the source in place, we then raise all the electrodes to the same potential V . These unusual biasing conditions lead to the field lines all passing through the free surfaces of the crystal, and ending at the metal case (Fig. 1(b)). $V > 0$ brings holes, and $V < 0$ electrons to the surfaces, respectively. We present results for electron trapping; similar data were obtained with holes, showing the surfaces to be equally effective in trapping both types of carriers.

We focus on two indicators, namely the amplitude and the risetime of the ionization signals. After about 100 s, the charge collection

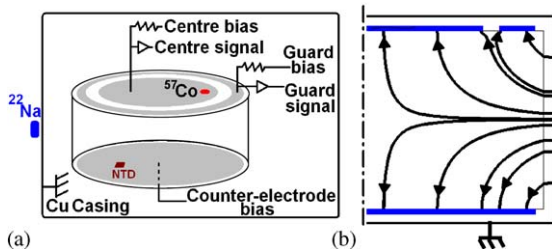


Fig. 1. (a) Schematic view of the detector. A neutron-transmutation-doped (NTD) thermometer is mounted on the counter-electrode for heat measurements. (b) Field lines computed for all three electrodes at the same potential V relative to ground, and the free surfaces uncharged.

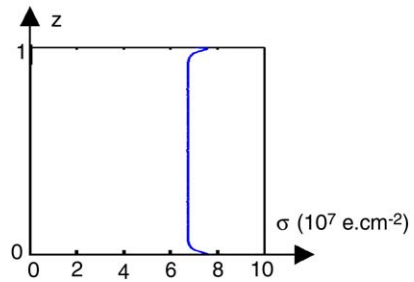


Fig. 2. Computed charge distribution (in electrons per cm^2) on the lateral surface of the detector. z is the vertical coordinate along the detector axis (Fig. 1(a)). Note the increased charge density at $z = 0$ along the lower, and at $z = 1$ along the upper circular edges of the detector.

efficiency drops dramatically while the risetimes (initially of a few hundred nanoseconds) increase up to microseconds. A stationary state is reached in a few minutes, as revealed by both indicators. The applied field and that of the trapped carriers then nearly cancel, leaving the entire volume of the crystal approximately an equipotential. To this approximation, the distribution of trapped carriers is shown by elementary electrostatics to be a pure surface distribution. Fig. 2 shows the computed form of this distribution on the lateral surface of the detector for $V = -6$ V. (A similar distribution obtains on the upper surface of the detector, between the centre electrode and the guard.) We emphasize the very small magnitude of this surface charge density, nevertheless sufficient to screen the applied field in these biasing conditions. By way of verification, we investigate in the following section the form of the scatter plot for γ -events in the degraded state of the detector.

3. Event populations in the degraded state

The next step in the experiment is to remove the ^{22}Na source and connect all the electrodes to ground. γ -events are still detected from the ^{57}Co source, due to electrons and holes drifting in the field of the trapped carriers. Fig. 3(a) shows the corresponding scatter plot (amplitude of the centre electrode vs. guard signals). Simulations allow to classify the events into different categories, each of them relating to a different area of energy

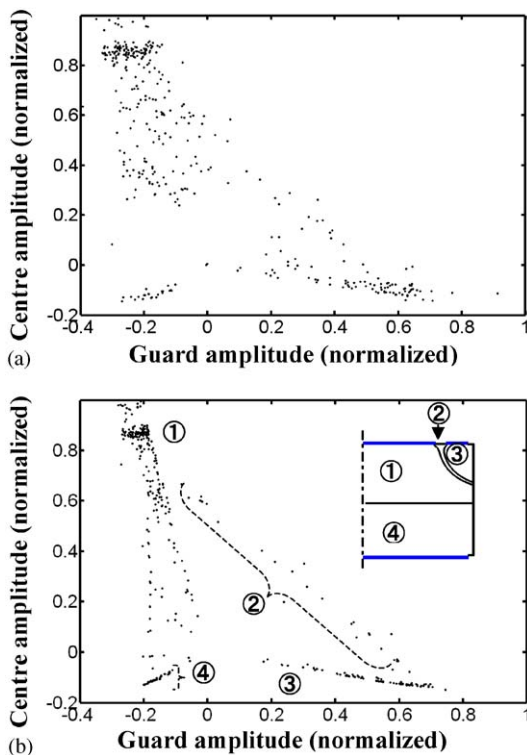


Fig. 3. Scatter plot of γ -events from the ^{57}Co source in the degraded state of the detector (see text). Amplitudes are normalized to unity for full charge collection of a 122 keV photon. (b) Simulated scatter plot. Numbers refer to event populations according to the locus of energy deposition (insert).

deposition. For this purpose, we generate throughout the detector volume a random distribution of events (including Compton diffused photons) from the Co source. Charge signals for these events are computed by Ramo's method [4,5], giving the simulated scatter plot in Fig. 3(b). Essential features of the experimental data are well reproduced, confirming the validity of this analysis.

Events in areas (1), (3) and (4) (Fig. 3(b), insert) correspond to holes collected by the centre, the guard and the counter-electrode respectively. The area (2) is one of charge division between centre and guard, intermediate in character between the areas (1) and (3).

This study demonstrates the possibilities offered by simulations in analyzing a degraded state of the detector. The nature of the surface traps remains an open question, one possibility being that they are localized at the germanium-native oxide interface [2]. It is hoped to gain a fuller understanding of the different stages of the degradation process (including bulk trapping effects) under the standard operating conditions of the detectors, based on time-resolved measurements of the charge signals, combined with data from the heat measurement channel in the detectors.

Acknowledgements

This work is supported in part by the EEC-Network program under contract HPRN-CT-2002-00322.

References

- [1] X.F. Navick, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 442 (2000) 267.
- [2] R.H. Kingston, J. Appl. Phys. 27 (1956) 101.
- [3] A. Broniatowski, et al., in: F.S. Porter et al. (Ed.), Proceedings of the 9th International Workshop on Low Temperature Detectors, Madison, WI, 2001, Vol. CP605, American Institute of Physics, 2002, p. 521.
- [4] S. Ramo, Proc. IRE 27 (1939) 584.
- [5] A. Broniatowski, Nucl. Instr. and Meth. A, (2004) these Proceedings.

Dead layer and degradation effects in cryogenic germanium detectors for dark matter search

A. Broniatowski*, B. Censier, A. Juillard, L. Bergé, the Edelweiss Collaboration

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 108 F-91405 Orsay Cedex, France

Available online 10 January 2006

Abstract

We investigate degradation effects in cryogenic Ge detectors subjected to penetrating gamma radiation and to alpha and electron surface bombardment. Based on an analysis of the collection efficiencies and on time-resolved measurements of the ionization signals, we show that the space-charge following gamma irradiation is strongly inhomogeneous, with a maximum density underneath the collection electrodes. Degradation effects induced by alpha and by electron bombardment strongly suggest a dependence of dead layer phenomena on carrier trapping at defect states in the vicinity of the electrodes. Mechanisms of space-charge formation are discussed, including the role of impact ionization of impurities as compared to the more usually considered effects of trapping.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 07.57.K; 72.20.H; 72.20.J; 95.35

Keywords: Cryogenic Ge detectors; Degradation phenomena; Space-charge effects; Carrier trapping; Impact ionization of impurities

1. Introduction

Cryogenic Ge detectors for dark matter search are prone to carrier-trapping and space-charge effects, due to their low collection field and low operating temperatures. This has led to perform, as a matter of routine, regeneration treatments designed to neutralize any remaining charged impurities [1,2]. We show that the space-charge distribution following a degradation treatment by γ irradiation is strongly inhomogeneous, and peaked underneath the electrodes. We then investigate the degradation effects induced by α and by electron irradiation, which strongly suggest a connection between dead layer effects [3] and carrier trapping at defect states in the vicinity of the electrodes. Finally we examine the physical processes of detector degradation, and point out the importance of impact ionization of impurities, beside the more usually considered effects of carrier trapping.

2. Experiments

Degradation studies were made using a 320 g Ge detector fitted with an amorphous Si layer (50 nm thick) underneath the electrodes [4]. Prior to measurement the detector was carefully regenerated by ^{60}Co γ irradiation with all the electrodes shorted to ground.

Fig. 1(a) presents the scatter plot of γ events from a ^{57}Co probe source (122 and 136 keV) at 1 V collection voltage (Fig. 1(a), insert). We denote by F_c the corresponding value of the collection field. While kept under the same bias, the detector was subjected to a 12 h ^{60}Co irradiation, ensuring approximately uniform conditions of electron–hole pair generation with a rate upwards of $10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. The ^{60}Co source was then removed, the electrodes shorted to ground and a scatter plot of the ^{57}Co events in the degraded state obtained (Fig. 1(b)). Comparison of the plots shows the detector in the degraded state is polarized, with the built-in field F_{bi} directed opposite F_c . The collection efficiency for events in the body of the detector is somewhat reduced, but still about 80% of that in (a). Time-resolved measurements of the charge signals showed the carrier velocities in both cases were substantially the same. The conclusion follows

*Corresponding author. Tel.: +33 169154590; fax: +33 169155268.
E-mail address: broniato@csnsm.in2p3.fr (A. Broniatowski).

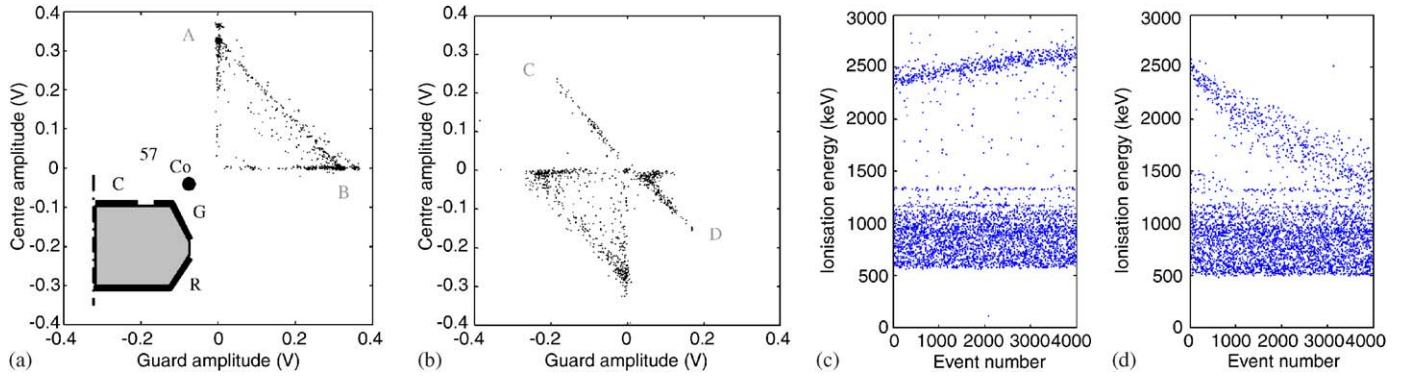


Fig. 1. (a) Scatter plot of γ events from a ^{57}Co probe source in the well-regenerated state of the detector (1 V collection voltage applied to both centre (C) and guard (G) electrodes relative to the reference electrode (R) at cryostat ground); temperature: 20 mK; the (C) and (G) signal amplitudes are in the horizontal and in the vertical axis respectively; insert: detector geometry, showing the collection electrodes (C), (G) and (R); the ^{57}Co source is located approximately as indicated; 122 and 136 keV events in the body of the detector are seen as the two blobs on the vertical axis; pure guard events are along the horizontal axis, and events of a mixed character along the diagonal AB; (b) scatter plot after degradation, with all the electrodes shorted to ground; events in the body of the detector appear with opposite sign compared to (a); note an additional population of events along CD (carriers drifted from center to guard); these are identified as energy deposits in the outer part of the detector where the built-in field is strongly inhomogeneous; (c) drift of the α signal amplitude (upper band) as a function of event number; the 1179 and 1333 keV γ signals from the ^{60}Co source appear as the well-separated horizontal lines above the Compton background; collection voltage: -49 V; temperature: 50 mK; (d) same as (c), with collection voltage $+49$ V; the drift of the α signals is in the direction opposite to (c).

that F_{bi} is of an order of magnitude comparable to F_c , and the carriers are drifted by F_{bi} over a range of distances not much less than the full detector thickness. The space-charge density appears thus strongly peaked under the electrodes, making the built-in field fairly uniform over the larger fraction of the detector volume. Indeed, such a peaked distribution is expected when the detector is kept under bias while subjected to homogeneous irradiation, as the electron and hole fluxes, hence the trapping rates, both vary more or less in proportion to the distance from the electrodes.

Further experiments were made with a 15 g test detector fitted with Nb electrodes, but devoid of an amorphous Si underlayer. Following regeneration, the detector was subjected to α surface bombardment by a ^{241}Am source facing electrode (R), together with bulk γ irradiation by the ^{60}Co source. Throughout these measurements the collection voltage was applied to electrodes (C) and (G), with electrode (R) at cryostat ground. The collection efficiency for the α 's shows a striking variation as a function of dose, with the α signal amplitude steadily increasing or decreasing depending on bias polarity (Figs. 1(c) and (d)). Different rates of amplitude drift were obtained depending on bias voltage. All the while the 1333 and 1179 keV γ signals remained perfectly stable in amplitude. Furthermore, removal of the ^{60}Co source had no incidence on the α signals whatsoever. Similar features were observed under an electron bombardment with a ^{109}Cd source (64 and 84 keV electrons and 88 keV photons), although the doses required to make the drift of the electron signals conspicuous were much higher, presumably due to the large difference in the amount of ionization per particle.

Hysteretic effects of this type are commonly observed in semiconductors subjected to light excitation at low temperatures, due to carrier freeze-out on trap centers [5].

The simplest explanation of our observations is that carrier traps are involved here as well, with the change in the trap occupancies affecting in return the collection efficiency of the α 's themselves. The lack of any comparable effects with the γ 's is strong indication that trapping is confined to a shallow layer underneath the electrodes. Pending a more complete analysis, we are thus led to conclude that dead layer effects are intimately connected with carrier trapping at defect states in the vicinity of the electrodes.

3. Discussion

Open questions concern both the nature of the traps, and the physical processes of space-charge build-up. The former may well be related to surface preparation and the technology of metal contacts. We are currently studying the effects of an amorphous Si layer in this respect. Regarding space-charge formation, let us note that electronic transport in the operating conditions of the detectors is strongly non-ohmic [6], so that hot carrier effects must be considered in the first place. Depending on the carrier energies, ionization cross-sections for neutral acceptors and donors can be as large as 10^{-13} cm^2 [7]. Cross-sections for hot carrier trapping by attractive Coulomb centers, although not known accurately, are likely of a comparable order of magnitude; on the other hand, neutral centers have much smaller capture cross-sections [8]. Thus, the mechanism of space-charge build-up could be very different, depending on the compensation ratio of acceptors and donors and on the charge state of the impurities [9]. Assuming the regeneration procedure is fully effective in neutralizing the dopant species, impact ionization should prevail over capture. If, on the other hand, the regeneration is less than fully effective, capture processes will also be important. Let us note in conclusion the

intrinsic difficulty of neutralizing a charged centre in the vicinity of an electrode, as the electric field of the centre is partly screened by image charges. This goes towards maintaining a space-charge layer underneath the electrodes, so that flat band conditions at the metal contacts may be difficult (if not impossible) to obtain.

Acknowledgments

This work has been partially supported by the EEC Applied Cryodetector network (Contract HPRN-CT-2002-00322) and the ILIAS integrating activity (Contract: RII3-CT-2003-506222).

References

- [1] T. Shutt, et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3531.
- [2] D. L'Hôte, et al., J. Appl. Phys. 87 (2000) 1507.
- [3] T. Shutt, et al., Nucl. Inst. and Meth. A 444 (2000) 340.
- [4] S. Marnieros, et al., Nucl. Inst. and Meth. A 520 (2004) 101.
- [5] For references, see G.L. Miller, D.V. Lang, L.C. Kimmerling, Ann. Rev. Mater. Sci. 7 (1977) 377.
- [6] C. Jacoboni, L. Reggiani, Adv. Phys. 28 (1979) 493.
- [7] J.F. Palmier, Phys. Rev. B 6 (1972) 4557.
- [8] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Iassievich, Non-radiative Recombination in Semiconductors, Amsterdam, North-Holland, 1991.
- [9] This is not withstanding any possible effects of deep levels, not easily characterized in high-purity material [E.E. Haller, et al., Adv. Phys. 30 (1981) 93], but still the dominant factor if in sufficiently large densities.